

Vergleich des Partikeldispersionsmodells von ANSYS CFX 10.0 mit Experiment und Literatur

Studienarbeit
im Studiengang Luft- und Raumfahrttechnik

Marcus Zengl

2006

Danksagung

Zuallererst möchte ich mich bei meinem Betreuer Patrick Le Clercq für die Betreuung dieser Studienarbeit bedanken. Er gab mir die Möglichkeit sehr eigenständig zu arbeiten und die Richtung meiner Untersuchungen selbst zu bestimmen. Ich habe mit ihm sämtliche aufgetretenen Probleme erörtern können, und auch immer gute Ratschläge für das weitere Vorgehen bekommen.

Weiterhin möchte ich mich bei Andreas Jeromin für die Computeradministration sowie die Hilfestellung bei Problemen mit dem Gittergenerator bedanken. Vielen Dank auch an Markus Kindler, der mir viele Tips und Anregungen für den Umgang mit CFX gegeben hat. Nicht zuletzt bedanke ich mich bei Tobias Nüßle und Axel Widenhorn für das Probelesen dieser Arbeit.

Allgemein war die Stimmung unter den Kommilitonen und Mitarbeitern bestens, so dass man sich immer auf die gemeinsame Mittagspause freuen konnte. Die Zeit am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt habe ich sehr genossen.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	ii
Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	vi
Nomenklatur	vii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Turbulente Partikeldispersion	2
2.2 Mathematische Betrachtungsweisen	3
2.3 Strömungsklassifizierung	4
2.4 Der Trägheitseffekt	6
2.5 Der Crossing Trajectory Effekt	8
3 Grundlagen der Modellierung	10
3.1 Die Bewegungsgleichung eines Partikels	10
3.2 Stochastische Wirbelinteraktionsmodelle	12
3.3 Das Modell von Gosman und Ioannides	13
3.4 Das Modell von Milojević	14
3.5 Das in CFX Implementierte Modell	14
3.6 Das Modell von Blümcke	15
4 Numerisches Verfahren	17
4.1 Grundgleichungen	17
4.2 Diskretisierung	18
5 Snyder und Lumleys Experiment	20
5.1 Versuchsbeschreibung	20
5.2 Strömungsgeometrie und Koordinatensystem	21

5.3	Eigenschaften des Fluids	22
5.4	Randbedingungen	22
5.5	Gitterunabhängigkeitsstudie	23
5.6	Turbulente Schwankungsgrößen	24
5.7	Verläufe Dimensionsloser Kennzahlen der Partikel	25
5.8	Anpassung der k - ϵ Modellkonstanten	26
5.9	Partikeldispersion mit CFX	28
5.10	Abklingen der Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen mit CFX	29
5.11	Ergebnisse aus der Literatur mit dem Modell von Gosman und Ioannides	30
5.12	Ergebnisse aus der Literatur mit dem Modell von Milojević	31
5.13	Ergebnisse aus der Literatur mit dem Modell von Blümcke	32
6	Wells und Stocks Experiment	34
6.1	Versuchsbeschreibung	34
6.2	Strömungsgeometrie und Koordinatensystem	35
6.3	Eigenschaften des Fluids	35
6.4	Randbedingungen	36
6.5	Verwendetes Gitter	36
6.6	Turbulente Schwankungsgrößen	36
6.7	Anpassung der k - ϵ Modellkonstanten	37
6.8	Vorüberlegungen zur Variation der Freifallgeschwindigkeit	38
6.9	Partikeldispersion mit CFX	39
7	Zusammenfassung	41
A	Partikelauswertungsprogramm	42
B	Einfluss von $C_{\epsilon 2}$ auf die Partikeldispersion	44
C	Partikeldispersion in longitudinaler und lateraler Richtung	45
D	Simulation der Modellbrennkammer E3E	47
D.1	Die Modellbrennkammer	47
D.2	Numerische Konfiguration	48
D.3	Aufgetretene Schwierigkeiten bei der Simulation	49
D.4	Qualitative Ergebnisse	50
	Literaturverzeichnis	54

Abbildungsverzeichnis

2.1	Entwicklung von Wasserstoffbläschen stromabwärts eines turbulenzzeugenden Gitters.	2
2.2	Gebiete der Turbulenzmodulation nach Elghobashi.	6
2.3	Partikelfelder aus der DNS einer sich räumlich entwickelnden ebenen Nachlaufströmung für verschiedene Stokeszahlen.	8
5.1	Rechengebiet für den Versuch von Snyder und Lumley.	21
5.2	Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für verschiedene Gitter.	24
5.3	Dimensionslose Kennzahlen St und CT der Partikel über der Zeit. . .	25
5.4	Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für verschiedene Modellkonstanten $C_{\epsilon 2}$	27
5.5	Vergleich der Partikeldispersionen aus CFX mit den Messergebnissen von Snyder und Lumley über der Zeit.	28
5.6	Vergleich der Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen aus CFX mit den Messergebnissen von Snyder und Lumley über der Zeit.	29
5.7	Vergleich der Partikeldispersionen von Gosman und Ioannides, experimentelle Daten und von Klose mit dem Modell von Gosman und Ioannides über der Zeit.	30
5.8	Vergleich der Partikeldispersionen von Milojević, experimentelle Daten und von Klose mit dem Modell von Milojević über der Zeit. . . .	31
5.9	Partikeldispersionen von Klose mit dem Modell von Blümcke im Vergleich zu den experimentellen Daten über der Zeit.	33
6.1	Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für verschiedene Modellkonstanten $C_{\epsilon 2}$	37
6.2	Vergleich der Dispersionen der $5\mu\text{m}$ Partikel aus CFX mit den Messergebnissen von Wells und Stock über der Strömungsrichtung. . . .	40
6.3	Vergleich der Dispersionen der $57\mu\text{m}$ Partikel aus CFX mit den Messergebnissen von Wells und Stock über der Strömungsrichtung. . . .	40

B.1	Vergleich der Partikeldispersionen aus CFX mit verschiedenen Modellkonstanten C_{e2} über der Zeit.	44
C.1	Vergleich der Partikeldispersionen aus CFX in longitudinaler und lateraler Richtung über der Zeit.	45
D.1	Geschwindigkeitsvektoren in der radialen Schnittebene der Modellbrennkammer E3E.	51
D.2	Zeitlich gemittelter Volumenanteil der Partikelphase für die Simulationen mit Partikeldispersion und ohne Partikeldispersion.	52
D.3	Partikeltrajektorien für $t < 1$ ms für die Simulationen mit Partikeldispersion und ohne Partikeldispersion.	53

Tabellenverzeichnis

5.1	Partikeleigenschaften des Experiments von Snyder und Lumley. . . .	20
6.1	Partikeleigenschaften des Experiments von Wells und Stock.	35
6.2	Modellierte Gravitationsbeschleunigungen der verschiedenen Freifall- geschwindigkeiten.	38

Nomenklatur

Großbuchstaben Römisches Alphabet

A	Flächeninhalt
C_D	Widerstandskoeffizient
C_T	Modellkonstante für die Wirbellebendauer
$C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	Modellkonstanten des k- ϵ Modells
CT	Parameter des CTE
I	turbulente Intensität
M	Gitterabstand
P_k	turbulente Produktion
Re_T	Partikelreynoldszahl bezogen auf die Freifallgeschwindigkeit
Re_p	Partikelreynoldszahl bezogen auf die Relativgeschwindigkeit
St	Stokeszahl
T	Temperatur
W	Widerstandskraft
X, Y, Z	Ortskoordinate (Experiment)

Kleinbuchstaben Römisches Alphabet

a	Abstand benachbarter Bohrungen einer Reihe
b	Abstand benachbarter Reihen von Bohrungen
d	Durchmesser
g	Gravitationsbeschleunigung
k	turbulente kinetische Energie
l_e	Wirbelgröße
m	Masse
n	Anzahl der Werte

p	Druck
$p_{\text{mod.}}$	modifizierter Druck
$p_{\text{sat.}}$	Sättigungsdruck
q	Betrag der Geschwindigkeit
t	Zeit
u	Geschwindigkeit
u_{St}	Geschwindigkeit nach dem Stokes'schen Widerstandsgesetz
u_T	Freifallgeschwindigkeit
x, y, z	Ortskoordinate

Großbuchstaben Griechisches Alphabet

Γ	normalverteilte Zufallsgröße
Φ	Flächenverhältnis

Kleinbuchstaben Griechisches Alphabet

α	Bohrungswinkel zur Wandnormalen
α_p	Volumenanteil der Partikelphase
β	Gewichtungsfaktor
ϵ	turbulente Dissipation
η_k	Kolmogorov-Länge
μ	dynamische Viskosität
μ_t	turbulente Viskosität
ν	kinematische Viskosität
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	Modellkonstanten des k- ϵ Modells
π	Kreiszahl
φ	relative Feuchte
ϕ	skalare Größe
ρ	Dichte
τ_e	Wirbelballenlebensdauer
τ_f	turbulente Zeitskala
$\tau_{\text{int.}}$	Wirbelinteraktionszeit
τ_k	Kolmogorov-Zeit
τ_p	Partikelrelaxationszeit
τ_t	Wirbeltransitzeit

Großbuchstaben Altdeutsches Alphabet

\mathcal{R}	Universelle (molare) Gaskonstante ($\mathcal{R} = 8.3145 \frac{\text{J}}{\text{molK}}$)
---------------	---

Subskripte

L	Luft
N	Zellenanzahl
W	Wasser
f	bezogen auf Fluid
i, j, k	Einstein Notation
kor.	Korrelation
n	Laufindex
p	bezogen auf Partikel
x, y, z	bezogen auf die x -, y - bzw. z -Richtung
0	Bezugsgröße
(1), (2), ...	Abschnitt 1, 2, ...
\parallel	parallel
\perp	senkrecht

Operatoren

\cdot	Ableitung nach der Zeit
$\ddot{}$	zweite Ableitung nach der Zeit
$\langle \rangle$	Ensemble Mittelung

Abkürzungen

CTE	Crossing Trajectory Effekt
DNS	Direkte Numerische Simulation
NS	Navier–Stokes

1 Einleitung

In der Technik spielt die turbulente Partikeldispersion für moderne Gasturbinen-Brennkammern, bei denen flüssige Brennstoffe verbrannt werden, eine Rolle. Bei Gasturbinen mit Direkteinspritzung des flüssigen Brennstoffes in die Brennkammer bestimmt die Zerstäubung des Brennstoffes und die Luftführung in der Brennkammer im Wesentlichen die Eigenschaften der Flamme. Zum effizienten Design von Brennkammern ist es notwendig diese mit Hilfe von numerischen Simulationen auszulegen. Für solche Simulationen ist es essenziell zuverlässige Modelle in die numerischen Löser zu implementieren. Turbulente Partikeldispersion spielt auch in anderen technischen Bereichen eine wichtige Rolle. Hierbei sind die Ausbreitung von Schadstoffaerosolen in der Atmosphäre und das Design von Spraytrocknern, Spraykühlern und Zyklonabscheidern, sowie die Kohlestaubfeuerung zu nennen.

Für die Modellierung der Partikelbewegung ist es wichtig das Strömungsfeld, in dem die Partikel eingeschlossen sind, genauestens zu bestimmen. Da eine Lösung des Strömungsfeldes mit Hilfe von Direkter Numerischer Simulation (DNS) für technische Anwendungen, aufgrund des immens hohen Rechenaufwandes, nicht Praktikabel ist, wird auf Turbulenzmodelle zurückgegriffen. Diese modellieren die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen, und sind nicht dazu fähig die geforderten Details für die Berechnung der Partikelbewegung zu liefern. Daher ist es wichtig sinnvolle Partikeldispersionsmodelle zu entwickeln, die die Physik der turbulenten Strömungen richtig wiedergeben.

In dieser Arbeit wird das Partikeldispersionsmodell aus ANSYS CFX 10.0 für die typischen Partikeleigenschaften von Verbrennungsproblemen mit experimentellen Messergebnissen und weiteren Modellen aus der Literatur verglichen. Hierbei wurde das Experiment von Snyder und Lumley [15], sowie das Experiment von Wells und Stock [16] herangezogen. Zum Vergleich des Modells wurden das Modell von Gosman und Ioannides [7, 9], das Modell von Milojević [9, 10] und das Modell von Blümcke [4, 9] herangezogen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Turbulente Partikeldispersion

Partikeldispersion ist ein Transportphänomen turbulenter Zweiphasenströmungen. Im Vergleich zu laminaren Strömungen sind Partikelbahnen turbulenter Strömungen aufgrund der statistischen Geschwindigkeitsfluktuationen nicht deterministisch. Das heißt, dass sich Partikel, die am gleichen Ort in das Strömungsfeld eingegeben werden, zu einem späteren Zeitpunkt an verschiedenen Orten aufhalten können. Benachbarte Partikel dispergieren sukzessive, daher der Name Partikeldispersion. Als Partikel werden in dieser Arbeit sowohl feste Teilchen als auch flüssige Tropfen bezeichnet, welche sich in einer Gasströmung bewegen.

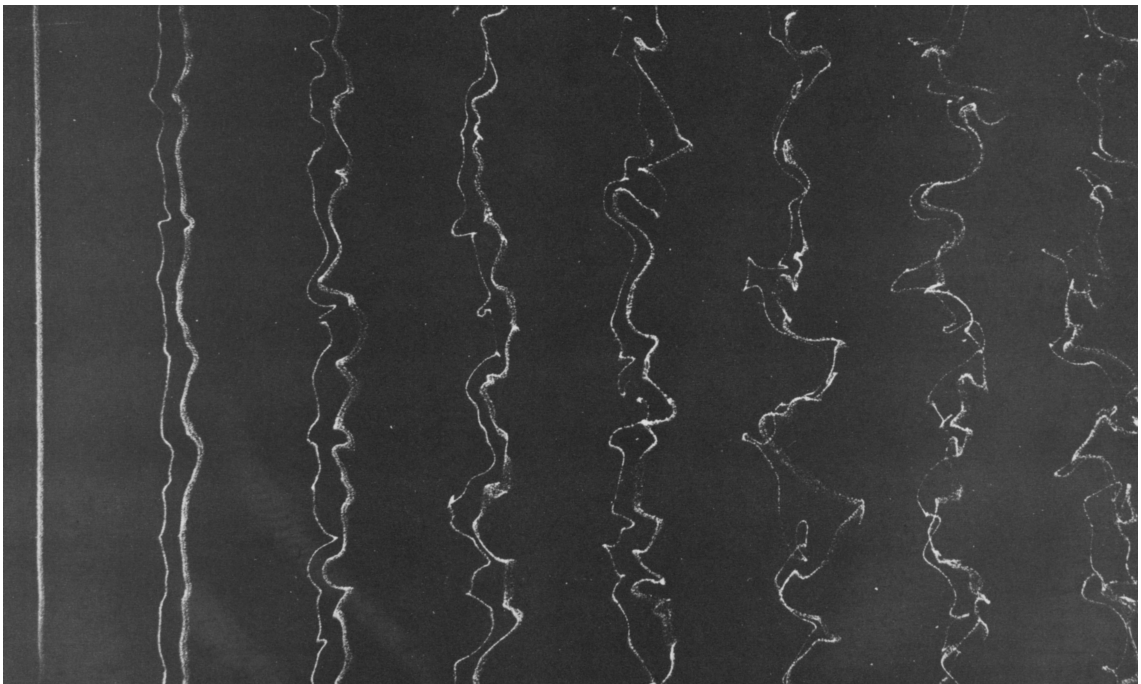


Abbildung 2.1: Entwicklung von Wasserstoffbläschen stromabwärts eines turbulenzzeugenden Gitters. Photographie von *Corrsin & Kawert (1969)*. Reproduziert aus [6].

Abbildung 2.1 zeigt eine Strömungsvisualisierung, die das Phänomen Partikeldispersion verdeutlicht. Das Bild ist eine Momentanaufnahme einer turbulenten

Wasserkanalströmung. Durch ein Stromaufwärts liegendes Gitter wurde eine nahezu isotrope, abklingende Turbulenz erzeugt. Die Reynoldszahl bezogen auf den Gitterstabdurchmesser betrug 1360. Mit Hilfe eines Platindrahtes wurden 18 Gitterweiten hinter dem Gitter, durch periodische elektrische Doppelpulse, Fäden von Wasserstoffbläschen erzeugt. Diese Fäden werden gestreckt und gefaltet während sie sich mit der Strömung von links nach rechts bewegen.

Das beobachtete Verhalten wird durch die turbulente Partikeldispersion verursacht. Als weitere Ursache könnte hier die Auswirkung der Brown'schen Molekularbewegung angeführt werden, welche aber i.A. im Vergleich zur turbulenten Partikeldispersion vernachlässigbar ist. Die wohl deutlichste Konsequenz der turbulenten Partikeldispersion ist ein längerer zurückgelegter Weg der Partikel im Vergleich zum laminaren Fall.

Die turbulente Partikeldispersion hängt von den folgenden Faktoren ab:

- von dem Partikeldurchmesser im Vergleich zur charakteristischen Länge der turbulenten Strukturen.
- von der Massenträgheit der Partikel.
- von der Freifallgeschwindigkeit der Partikel im Vergleich zu den turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen.
- von der Partikelbeladung im Strömungsfeld.
- von der Partikelreynoldszahl.

Die unterschiedlichen Faktoren bestimmen welche Effekte maßgeblich die Partikeldispersion bestimmen. Dazu gehören der Trägheitseffekt und der Crossing Trajectory Effekt (CTE). Partikeldispersionsmodelle müssen diese Effekte richtig wiedergeben womit sich auch ihre Güte feststellen lässt.

2.2 Mathematische Betrachtungsweisen

In der Brennkammer liegt eine Zweiphasenströmung von flüssigem Brennstoff und gasförmiger Luft bzw. Abgas vor. Das Gas wird im Allgemeinen als *kontinuierliche Phase* bezeichnet, und die Brennstofftropfen als *disperse Phase*. Zur mathematischen Beschreibung der Zweiphasenströmung werden überwiegend die *Euler-Euler'sche* und die *Euler-Lagrange'sche Betrachtungsweise* verwendet:

Euler–Lagrange: Das Gas wird als Kontinuum beschrieben, während die Partikel als individuelle Partikel (oder Partikelwolken) auf ihrem Weg im Strömungsgebiet verfolgt werden. Die Erhaltungsgleichungen der diskreten Partikel werden in einem mitbewegten Bezugssystem (Lagrange’sches Bezugssystem) formuliert. Da die einzelnen Partikelbahnen natürlich nicht deterministisch sind, muss eine Vielzahl an Partikeln simuliert werden. Jedoch wird sehr schnell an numerische Leistungsgrenzen gestoßen, wenn versucht würde alle vorhandenen Partikelbahnen zu simulieren. Crowe [5] führt an, dass für die Verfolgung von 0.1 mm großen Partikeln, bei einem Massenverhältnis von eins, 10^9 Partikel zu simulieren sind. Daher werden i.d.R. Partikelwolken simuliert. Nachteil der Euler–Lagrange’schen Betrachtungsweise ist, dass bei höheren Partikelbeladungen ein zeitaufwändiges iteratives Verfahren eingesetzt werden muss, um die Rückwirkung der Partikel auf die kontinuierliche Phase zu beschreiben [4]. Ein Vorteil ist die Abwesenheit von numerischer Diffusion bei der Berechnung der Partikelphase.

Euler–Euler: Sowohl das Gas als auch die Partikel werden als Kontinuum beschrieben. Hierbei müssen Transportgleichungen für die Partikelphase definiert werden. Es muss dann für jede diskrete Partikeleigenschaft (Kombination von Dichte und Durchmesser) eine eigene Transportgleichung gelöst werden. Der Vorteil dieser Betrachtungsweise ist die einfache Implementierung, da die Partikeltransportgleichungen die gleiche Form wie die Navier-Stokes Gleichungen haben. Allerdings hat diese Betrachtungsweise einen beachtlichen Rechen- und Speicherbedarf. Weiterhin liegt diese Betrachtungsweise nicht sehr nahe an den zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen, da sich die Partikel nicht mit dem Fluid oder untereinander ausbalancieren.

In der vorliegenden Arbeit wird die Euler–Lagrange’sche Betrachtungsweise verwendet, bzw. das Euler–Lagrange’sche Partikeldispersionsmodell aus CFX validiert. Aufgrund dieses Schwerpunktes wird im Folgenden nur noch auf diese Betrachtungsweise eingegangen.

2.3 Strömungsklassifizierung

Je nach Partikelbeladung lassen sich Strömungen in verdünnte und dichte Aerosole einteilen:

Verdünnte Aerosole: Die Partikelbewegung wird durch Oberflächen und Volumenkraft auf das Partikel gesteuert.

Dichte Aerosole: Die Partikelbewegung wird vorwiegend durch Partikelkollisionen und -interaktionen gesteuert.

Die Grenze zwischen diesen beiden Klassen ist keinesfalls eindeutig. Es ist allerdings möglich bei der Modellierung der Partikelbewegungen bestimmte Interaktionen oder Kopplungen zu vernachlässigen. In der Literatur wird zwischen „one-way“, „two-way“ und „four-way coupling“ unterschieden, je nachdem ob die Interaktion der Phasen in einer Richtung vernachlässigbar ist oder nicht. Als Interaktion gilt hier die gegenseitige Beeinflussung von Zustandsgrößen wie z.B. Impuls und Energie.

One-way coupling: Die Partikelbewegung hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Strömung der kontinuierlichen Phase. Weiterhin können die Beeinflussungen der einzelnen Partikel untereinander vernachlässigt werden. Somit ist es möglich zuerst das Strömungsfeld zu berechnen, und anschließend die Bewegung der Partikel.

Two-way coupling: Die Partikelbewegung hat einen Einfluss auf die kontinuierliche Phase. Es gibt einen Impuls- und Energieaustausch zwischen den beiden Phasen. Weiterhin beeinflussen die Partikel die Turbulenz der kontinuierlichen Phase. Partikel können sowohl die Turbulenz vermindern, als auch Turbulenz erzeugen. Meist werden jedoch gerechtfertigterweise die Effekte der Turbulenzmodulation in two-way coupling Modellen vernachlässigt, und nur der Austausch von Masse, Impuls und Energie berücksichtigt.

Four-way coupling: Partikel–Partikel Kollisionen spielen zusätzlich zum Impuls und Energieaustausch der Phasen eine Rolle. Die Turbulenz der kontinuierlichen Phase wird durch die oszillatorischen Bewegungen von kollidierenden Partikeln beeinflusst.

In Abbildung 2.2 ist eine Übersicht nach Elghobashi [5] dargestellt, in der die unterschiedlichen Gebiete der Turbulenzmodulation in Abhängigkeit von $\frac{\tau_p}{\tau_f}$ (Partikelrelaxationszeit durch turbulente Zeitskala) und α_p (Volumenanteil der Partikel) aufgetragen sind. Typischerweise lässt sich in Brennkammern die Wirkung der Partikel auf die Turbulenz der kontinuierlichen Phase vernachlässigen.

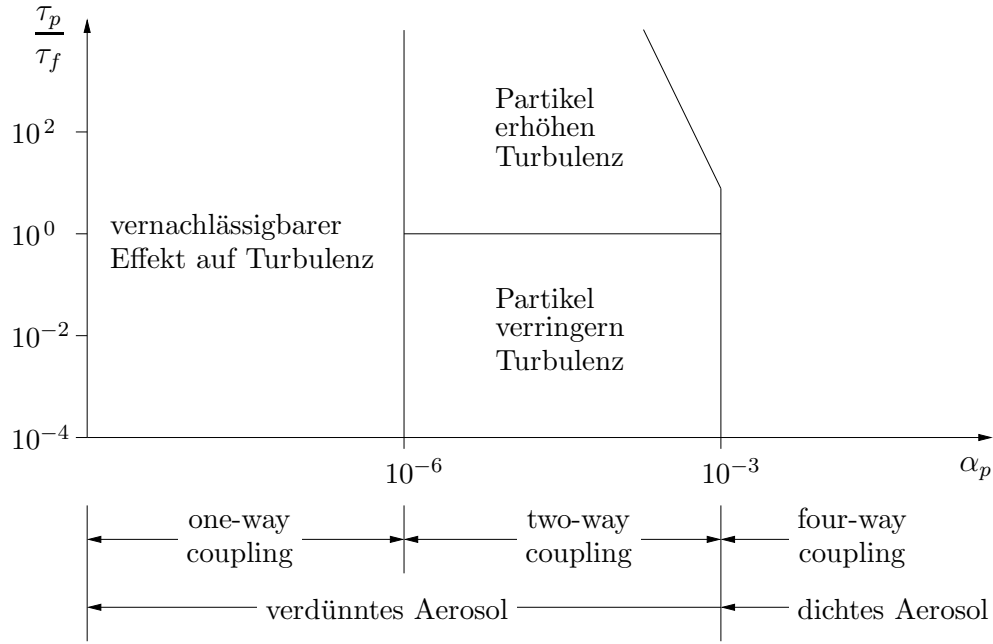


Abbildung 2.2: Gebiete der Turbulenzmodulation nach Elghobashi, aufgetragen über $\frac{\tau_p}{\tau_f}$ und α_p . $\frac{\tau_p}{\tau_f}$ ist die Partikelrelaxationszeit durch die turbulente Zeitskala. α_p ist der Volumenanteil der Partikelphase. Reproduziert aus [5].

2.4 Der Trägheitseffekt

Die Partikelrelaxationszeit ist ein Maß für die Massenträgheit eines Partikels, und gibt an wie schnell ein Partikel auf eine Relativgeschwindigkeit zur kontinuierlichen Phase reagiert. Sie wird aus dem Verhältnis von Relativgeschwindigkeit zu Beschleunigung aufgrund des Strömungswiderstandes gebildet.

$$\tau_p = \frac{|u_p - u_f|}{\ddot{x}(|u_p - u_f|)} \quad (2.1)$$

Für schleichende Strömung ($Re_p \ll 1$) ist die Widerstandskraft auf einen kugelförmigen Partikel nach dem Stokes'schen Widerstandsgesetz [3]:

$$W = 3\pi\mu_f d_p |u_p - u_f| \quad \text{für } Re_p \ll 1 \quad (2.2)$$

Wobei die Partikelreynoldszahl

$$Re_p = \frac{\rho_f |u_p - u_f| d_p}{\mu_f} \quad (2.3)$$

mit der Relativgeschwindigkeit des Partikels zur kontinuierlichen Phase definiert ist. Für das Stokes-Regime lässt sich mit (2.2) folgende Gleichung für die Partikelrelaxationszeit ableiten:

xationszeit herleiten:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \quad \text{für } Re_p \ll 1 \quad (2.4)$$

Durch die empirische Korrelation des Widerstandsbeiwertes C_D einer Kugel nach Schiller und Naumann (siehe Gleichung (3.2)) lässt sich Gleichung (2.4) für allgemeine Partikelreynoldszahlen erweitern:

$$\tau_p = \frac{4\rho_p d_p^2}{3\mu_f C_D Re_p} \quad (2.5)$$

Es ist möglich auch auf andere Art und Weise die Partikelrelaxationszeit zu erhalten. Hierzu wird der freie Fall eines Partikels in einem ruhenden Fluid betrachtet. Die Gravitationsbeschleunigung g und die Beschleunigung die das Partikel aufgrund des Strömungswiderstandes erfährt kompensieren sich, sind also gleich groß. Die Geschwindigkeitsdifferenz des Partikels zur kontinuierlichen Phase ist seine Freifallgeschwindigkeit u_T . Es ergibt sich:

$$\tau_p = \frac{u_T}{g} \quad (2.6)$$

Die Partikelrelaxationszeit lässt sich mit der charakteristischen Zeitskala der Strömung dimensionslos machen, welche dann Stokeszahl genannt wird. Bei nichtperiodischen Strömungen kann sie mit der turbulenten Zeitskala adimensionalisiert werden.

Der Trägheitseffekt macht sich dadurch bemerkbar, dass die mittlere quadratische Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel geringer ist als die des Fluids. Dies heißt jedoch nicht, dass damit die Partikeldispersion abnehmen muss. Dies wird in Abbildung 2.3 deutlich. Hier sind die Partikelpositionen in einer ebenen Nachlaufströmung abgebildet. Die Längen wurden hier mit der halben Breite der Basis skaliert. Es ist zu erkennen, dass die Dispersion der Partikel für sehr große und sehr kleine Stokeszahlen geringer ist, als für mittlere Stokeszahlen.

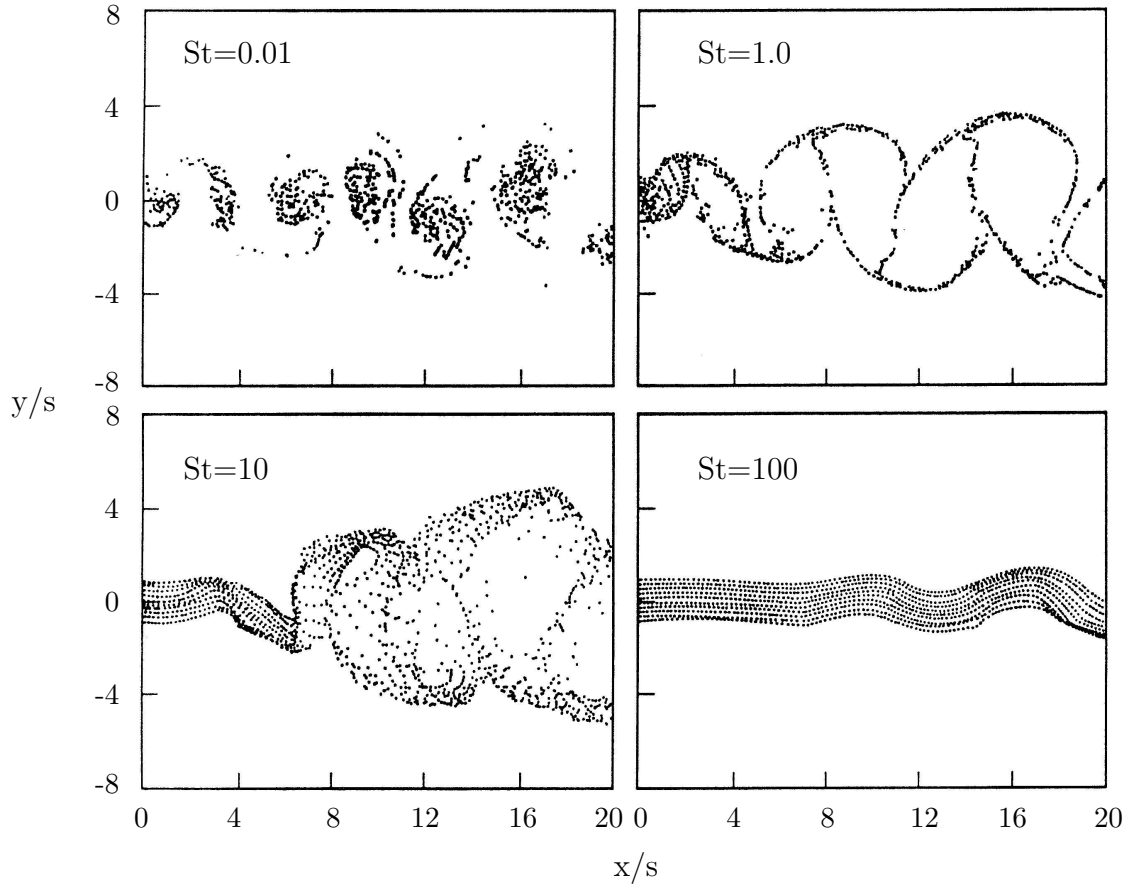


Abbildung 2.3: Partikelfelder aus der DNS einer sich räumlich entwickelnden ebenen Nachlaufströmung für verschiedene Stokeszahlen. Die Koordinaten wurden mit der halben Breite s des stumpfen Körpers, der die Strömung generiert, adimensionalisiert. Simulation von *Tang et al. 1992*. Reproduziert aus [5].

2.5 Der Crossing Trajectory Effekt

Der Crossing Trajectory Effekt (CTE) entsteht durch die Auswirkung der Relativgeschwindigkeit der Partikel aufgrund von äußeren Beschleunigungen, wie z.B. der Gravitation. Durch die aufgebrachten Beschleunigungen werden die Partikel durch Bereiche korrelierter Geschwindigkeitsfluktuationen „gezogen“ und werden durch ihre kürzere Aufenthaltsdauer weniger von diesen beeinflusst. Dies hat dann eine geringere Partikeldispersion zur Folge. Als Maß für den Einfluss des CTE kann die mittlere Relativgeschwindigkeit der Partikel, welche etwa ihrer Freifallgeschwindigkeit entspricht, bezogen auf die Standardabweichung der Fluidgeschwindigkeit verwendet werden. Daraus ergibt sich der Parameter

$$CT = \frac{\overline{|u_p - u_f|}}{u_{f,r.m.s.}}. \quad (2.7)$$

Der CTE ist bei $CT < 1$ vernachlässigbar. Im Falle von $CT = 1$ beträgt die Verringerung der Partikeldispersion etwa 10% [16].

Abgesehen von der Gravitationsbeschleunigung kann bei Drallströmungen auch die Coriolisbeschleunigung als äußere Beschleunigung angeführt werden. Daher spielt der CTE eine große Rolle in der Anwendung auf Gasturbinen-Brennkammern, und muss dementsprechend genau modelliert werden.

3 Grundlagen der Modellierung

3.1 Die Bewegungsgleichung eines Partikels

Die Bewegung eines Partikels hängt von seiner Relativgeschwindigkeit zum ihm umgebenden Fluid ab. Basset, Boussinesq und Oseen haben die Bewegungsgleichung für ein Partikel in einem Fluid hergeleitet. In einem Inertialsystem lautet sie [1]:

$$\begin{aligned}
 m_p \frac{du_{p,i}}{dt} = & \underbrace{\frac{1}{8} \pi \rho_f d_p^2 C_D |u_f - u_p| (u_{f,i} - u_{p,i})}_{\text{stationärer Widerstand}} + \\
 & \underbrace{\frac{1}{6} \pi d_p^3 (\rho_p - \rho_f) g_i}_{\text{Gravitation}} + \underbrace{\frac{\pi d_p^3 \rho_f}{6} \frac{du_{f,i}}{dt}}_{\text{Druckgradient}} + \underbrace{\frac{\pi d_f^3 \rho_f}{12} \left(\frac{du_{f,i}}{dt} - \frac{du_{p,i}}{dt} \right)}_{\text{virtuelle Massenkraft}} + \\
 & \underbrace{\frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_{t_0}^t \left(\frac{du_{f,i}}{dt'} - \frac{du_{p,i}}{dt'} \right) (t - t')^{-0.5} dt'}_{\text{Basset-Term}}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die einzelnen Terme habe die folgende Bedeutung:

Stationärer Widerstand: Der Widerstand einer Kugel in einer stationären Strömung.

Der Widerstand ist Reynoldszahlabhängig, und lässt sich z.B. mit der Korrelation von Schiller und Naumann [1, 14] bestimmen.

Gravitation: Die Kraft auf das Partikel durch die Gravitationsbeschleunigung. Die Auftriebskraft durch das verdrängte Fluid wird in diesem Term mit berücksichtigt.

Druckgradient: Die Kraft auf das Partikel aufgrund des Druckgradienten der durch ein instationäres Strömungsfeld verursacht wird. Dieser Term kann vernachlässigt werden, falls das Fluid eine viel kleinere Dichte als das Partikel hat ($\rho_f \ll \rho_p$).

Virtuelle Massenkraft: Die Kraft, um die virtuelle Masse des vom Partikel verdrängten Fluids zu beschleunigen. Dieser Term ist wichtig, falls die verdrängte

Fluidmasse größer als die Partikelmasse ist, z.B. bei Gasblasen in Flüssigkeiten. Dieser Term kann auch vernachlässigt werden, falls das Fluid eine viel kleinere Dichte als das Partikel hat ($\rho_f \ll \rho_p$).

Basset-Term: Dieser Term berücksichtigt die Abweichung des stationären Strömungsfeldes durch instationäre Anströmung. Er spielt nur eine untergeordnete Rolle, falls das Fluid eine viel kleinere Dichte als das Partikel hat ($\rho_f \ll \rho_p$). Bei oszillierenden Strömungen mit hohen Frequenzen ist er jedoch nicht zu vernachlässigen [4].

Der Bewegungsgleichung ist zugrundegelegt, dass Wechselwirkungen zwischen einzelnen Tropfen, inklusive der Beeinflussung des Strömungsfeldes vernachlässigbar sind. Dies ist für einen Brennstoffvolumenanteil von unter 0.08% gerechtfertigt, und ist in Gasturbinenbrennkammern nur unmittelbar an der Zerstäuberkannte nicht der Fall [4]. Weiterhin wird angenommen, dass das Partikel sphärisch und drallfrei ist. Diese Annahme ist bei Brennstofftropfen gerechtfertigt, solange ihr Durchmesser unter $100 \mu\text{m}$ liegt [4]. Da die Dichte von Brennstoffpartikeln weitaus größer als die der Luft ist, können Druckgradient und virtuelle Massenkraft vernachlässigt werden. Der Basset-Term ist in CFX nicht implementiert, deshalb steht seine Verwendung nicht zur Diskussion. In anderen Arbeiten [4, 7, 9, 10] wird der Basset-Term jedoch auch meist nicht berücksichtigt, da seine Relevanz offensichtlich nicht eindeutig ist.

Die empirische Korrelation für den Widerstandskoeffizienten einer Kugel nach Schiller und Naumann lautet [1, 14]:

$$C_D = \left(\frac{24}{Re_p} \right) (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad \text{für } Re_p < 10^3 \quad (3.2)$$

Diese Widerstandskorrelation gilt streng genommen nur für die laminare Anströmung einer starren Kugel. Da jedoch unklar ist, ob die Freistromturbulenz den Widerstandskoeffizienten erhöht oder verringert, wird meist diese Korrelation verwendet. Die Strömung im Tropfen wird vernachlässigt. Für die Simulationen die im Rahmen dieser Studienarbeit durchgeführt wurde, wurde diese Widerstandskorrelation verwendet. Es ist durchaus möglich Tropfenverformungen oder Strömungen im Tropfen durch verbesserte Widerstandskorrelationen in CFX zu berücksichtigen.

Es ist anzumerken, dass Partikel, welche eine Driftgeschwindigkeit außerhalb des Stokes-Regimes haben, in unterschiedliche Richtungen auch unterschiedliche Dispersionen bzw. Geschwindigkeitsfluktuationen aufweisen. Dies ist ein Effekt der nichtlinearität des Partikelwiderstandes und wird durch die Partikelreynoldszahl bezüglich der Freifallgeschwindigkeit wiedergegeben. Näheres hierzu ist im Anhang C zu finden.

Mit der resultierenden Bewegungsgleichung kann durch Integration der Geschwindigkeit z.B. unter Verwendung des in CFX implementierten “Forward Euler” Verfahrens die Bahn eines Partikels bestimmt werden. Dazu ist es jedoch notwendig die momentane Fluidgeschwindigkeit zu kennen. Die verfügbaren Turbulenzmodelle, wie z.B. das k- ϵ Modell, berechnen allerdings die zeitlich gemittelten Fluidgeschwindigkeiten. Somit müssen die Geschwindigkeitsfluktuationen der turbulenten Strömung modelliert werden. Dies ist das eigentliche Problem der Partikeldispersionsmodelle.

3.2 Stochastische Wirbelinteraktionsmodelle

Zur Modellierung turbulenter Geschwindigkeitsfluktuationen wird u.A. die konzeptionelle Idee der turbulenten Wirbelballen verwendet. Darunter werden rotierende Strukturen unterschiedlicher Größe und Stärke verstanden, welche sich in der Strömung bewegen und miteinander interagieren. Durch den Mechanismus der Wirbeldehnung (engl. vortex stretching) zerfallen diese in immer kleinere Strukturen bis die dissipativen Kräfte die Trägheitskräfte überwiegen und die kleinsten Strukturen nur noch in Wärme umgesetzt werden. Jeder turbulente Wirbelballen wird mit einer charakteristischen Längen- und Zeitskala identifiziert. Diese geben die räumliche Größe und die Lebensdauer des Wirbelballens an, bevor dieser in kleinere Strukturen zerfällt. Die Längenskala der kleinsten Strukturen

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.3)$$

wird als Kolmogorov-Länge bezeichnet, und ihre Zeitskala

$$\tau_k = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

als Kolmogorov-Zeit.

Das Größenverhältnis der Partikel zu der charakteristischen Längenskala der Wirbel ist wichtig in ihrer Interaktion. Es wird hierbei zwischen *kleinen* und *mittleren* Partikeln unterscheiden (*große* Partikel finden keine technische Anwendung). Als kleine Partikel werden die Partikel bezeichnet, deren Größe geringer ist als die Kolmogorov-Länge, die Länge der kleinsten turbulenten Wirbelballen. Die Größe von mittleren Partikeln liegt zwischen der Kolmogorov-Länge und der charakteristischen Länge der Strömungsgeometrie. In der Regel wird davon ausgegangen, dass die Partikel kleiner als die Kolmogorov-Länge sind. Das trifft in der Anwendung auch für fast alle Partikel zu. Bei den simulierten Experimenten aus dieser Studienarbeit handelt es sich um kleine Partikel.

Für die Modellierung der Wirbelballen wird mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie k eine zufällige Fluktuationsgeschwindigkeit bestimmt. Mit der normalverteilten Größe Γ wird die Störgeschwindigkeit

$$\dot{u}_{f,i} = \Gamma_i \left(\frac{2k}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

eines Wirbelballens für seine Lebensdauer als konstant und gleich verteilt angesehen. In den unterschiedlichen Wirbelinteraktionsmodellen werden die Wirbel bezüglich ihrer Lebensdauer τ_e , Größe l_e und Eigenbewegung unterschiedlich behandelt. Dies hat den Hintergrund, dass die Lebensdauer und Größe der Wirbel nur aus dimensionsanalytischen Betrachtungen abgeschätzt werden können. Die Wirbelgröße hat die Größenordnung $k^{\frac{3}{2}}/\epsilon$ und die Wirbellebensdauer die Größenordnung k/ϵ . Die Modellkonstanten müssen für die verschiedenen Modelle mit Hilfe von Experimenten kalibriert werden.

Für die vorliegende Arbeit wurden verschiedene Wirbelinteraktionsmodelle mit dem in CFX implementierten Modell verglichen. Bei allen Modellen handelt es sich um stochastische Wirbelinteraktionsmodelle (engl.: eddy lifetime models) welche jedoch deutliche Unterschiede in ihren Ergebnissen aufweisen. Für alle ist jedoch gemeinsam, dass sie immer jeweils einen Wirbelballen verfolgen, der solange die Fluktuationsgeschwindigkeit der kontinuierlichen Phase bestimmt, bis das Partikel den Wirbel verlässt oder der Wirbel zerfällt. Danach wird ein neuer Wirbelballen an der Position des Partikels generiert.

3.3 Das Modell von Gosman und Ioannides

Beim Modell von Gosman und Ioannides [7] wird die Wirbelgröße mit

$$l_e = C_\mu^{\frac{1}{2}} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (3.6)$$

veranschlagt. Danach wird die Wirbellebensdauer mit

$$\tau_e = \frac{l_e}{|\dot{u}_f|} \quad (3.7)$$

abgeschätzt. Wichtig ist hervorzuheben, dass die Wirbellebensdauer aufgrund der zufälligen Geschwindigkeitsfluktuation nicht deterministisch ist. Mit Hilfe der linea-

risierten Partikelbewegungsgleichung wird dann die Wirbeltransitzeit

$$\tau_t = -\tau_p \ln \left(1 - \frac{l_e}{\tau_p |u_f - u_p|} \right), \quad (3.8)$$

die Zeit die das Partikel benötigt um den Wirbel zu kreuzen, berechnet. Die Partikelrelaxationszeit τ_p wird hierfür mit Gleichung (2.5) gebildet. Physikalisch bedeutet dies, dass sich der Wirbelballen mit der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit mitbewegt. Für den Fall dass Gleichung (3.8) aufgrund eines negativen Logarithmanden keine Lösung besitzt, bedeutet das, dass das Partikel im Wirbel gefangen ist und seine volle Lebensdauer mit ihm interagiert. Die Interaktionszeit, d.h. die Zeit in der die Fluktuationsgeschwindigkeit für die Zeitintegration der Partikelbahn konstant gehalten wird, beträgt

$$\tau_{\text{int}} = \min(\tau_e, \tau_t). \quad (3.9)$$

3.4 Das Modell von Milojević

Die Wirbellebensdauer in Milojevićs Modell [10] ist mit

$$\tau_e = C_T \frac{k}{\epsilon} \quad (3.10)$$

veranschlagt, wobei Milojević die Modellkonstante C_T mit Hilfe der experimentellen Daten von Snyder und Lumley auf $C_T = 0.3$ bestimmt hat. Die Wirbelgröße wird mit

$$l_e = \frac{C_T \sqrt{6}}{3} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (3.11)$$

veranschlagt. Im Vergleich zum Modell von Gosman und Ioannides bewegt sich der turbulente Wirbelballen wie ein Fluidpartikel in der Strömung. Nach jeder Zeitintegration von Partikel und Wirbelballen wird überprüft, ob sich das Partikel noch innerhalb des Wirbelballens befindet. Falls sich das Partikel außerhalb befindet, wird ein neuer Wirbelballen an seiner Position bestimmt.

3.5 Das in CFX Implementierte Modell

In Ansys CFX 10.0 wird die Größe der Wirbelballen mit

$$l_e = C_\mu^{\frac{3}{4}} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (3.12)$$

berechnet. Wobei die Lebensdauer der Wirbel mit

$$\tau_e = \frac{\sqrt{6} C_\mu^{\frac{3}{4}} k}{2 \epsilon} \quad (3.13)$$

veranschlagt wird. Der Wirbelballen bewegt sich wie beim Modell von Gosman und Ioannides mit der gemittelten Strömung mit, jedoch ist hier die Wirbellebensdauer deterministisch.

3.6 Das Modell von Blümcke

Beim von Blümcke [4] entwickelten Modell wird die Störgeschwindigkeit eines Wirbelballens nicht konstant gehalten, sondern mit Hilfe eines digitalen Filters bestimmt, so dass die Schwankungsgeschwindigkeiten im Mittel definierte spektrale Eigenschaften aufweisen. Die zeitlichen und räumlichen Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen werden berücksichtigt. Somit wird eine exponentielle Autokorrelationsgeschwindigkeit und eine Gauß'sche Geschwindigkeitsverteilung vorgegeben. Das Integral der Autokorrelationsfunktion über die Zeitdifferenz ist die Wirbellebensdauer. Diese wird mit der Gleichung

$$\tau_e = C_T \frac{k}{\epsilon} \quad (3.14)$$

bestimmt. Wobei die Modellkonstante C_T mit Hilfe der Messdaten von Snyder und Lumleys Experiment auf $C_T = 0.4$ kalibriert wurde. Der turbulente Wirbelballen bewegt sich wie bei Milojević mit einem Fluidpartikel mit.

Der Vorteil an diesem Verfahren im Vergleich zu den vorher beschriebenen Modellen liegt darin, dass nicht nur *eine* diskrete Wirbelwellenlänge modelliert wird, sondern ein ganzes *Spektrum*. Blümcke erweiterte sein Verfahren auch zur Modellierung von anisotroper Turbulenz. Weiterhin sieht es vor, dass mehrere Partikel vom gleichen Wirbelballen beeinflusst werden können. Das Modell besitzt ein verbessertes Konvergenzverhalten. Blümcke's Ergebnisse näherten sich z.B. bei der Simulation des Experiments von Snyder und Lumley bereits nach 300 Partikelbahnberechnungen gut seinem Endergebnis von 1000 Berechnungen an. In der Regel werden in der Literatur 800 Bahnberechnungen beim Vergleich mit diesem Experiment durchgeführt.

Aufgrund der komplexeren zugrunde gelegten Physik des Modells ist zu erwarten, dass die Modellkonstanten einen größeren Gültigkeitsbereich aufweisen, und sich auch auf andere Strömungen übertragen lassen [4]. Weiterhin wurde das Modell von Blümcke für Drallströmungen, wie sie in einer Brennkammer vorherrschen,

verifiziert.

4 Numerisches Verfahren

Zur numerischen Simulation wurde der kommerzielle Löser CFX 10.0 von Ansys Inc. verwendet. CFX 10.0 wird über eine graphische Oberfläche bedient und zeichnet sich unter Anderem dadurch aus, dass es sowohl strukturierte als auch unstrukturierte dreidimensionale Rechengitter verwenden kann.

4.1 Grundgleichungen

Für die Berechnungen wurde das k- ϵ Modell verwendet. Die entsprechend von CFX 10.0 gelösten Grundgleichungen werden im Handbuch [1] wie folgt angegeben:

- Kontinuität:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j) = 0 \quad (4.1)$$

- Impulsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j u_i) = -\frac{\partial p_{\text{mod.}}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \right] + \bar{\rho} g_i \quad (4.2)$$

- Transportgleichung für die Turbulente kinetische Energie:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \bar{\rho} \epsilon \quad (4.3)$$

- Transportgleichung für die turbulente Dissipation:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \epsilon) \quad (4.4)$$

- Turbulente Produktion:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.5)$$

- Ideale Gasgleichung:

$$\bar{\rho} = \frac{M(\bar{p} + p_{\text{ref.}})}{\mathcal{R}T} \quad (4.6)$$

- Modifizierter Druck:

$$p_{\text{mod.}} = \bar{p} + \frac{2}{3}\bar{\rho}k \quad (4.7)$$

- Turbulente Viskosität:

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.8)$$

Die Standardwerte der k- ϵ Modellkonstanten sind:

$$C_\mu = 0.09 \quad C_{\epsilon 1} = 1.44 \quad C_{\epsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\epsilon = 1.3 \quad (4.9)$$

4.2 Diskretisierung

Der Strömungslöser CFX 10.0 verwendet die so genannte „conservative finite-element based control volume method.“ Dabei wird das Integrationsgebiet in *Elemente* unterteilt. Jedes Element wird dann an den Flächenmitten in *Finite Volumina* aufgeteilt. An den Mittelpunkten der Flächen, die die einzelnen Volumina begrenzen, werden dann die Flüsse zwischen den einzelnen Volumen mit den diskretisierten Grundgleichungen berechnet. Die Mittelpunkte dieser Begrenzungsflächen werden auch als Integrationspunkte bezeichnet. Aufgrund des *Kontrollvolumenansatzes* werden die Integralformen der Erhaltungsgleichungen, welche sich mit Hilfe des Gauß’schen Integralsatzes aus den in Abschnitt 4.1 aufgelisteten Differentialformen überführen lassen, verwendet.

Da die Zustandsgrößen des Strömungsfeldes an den Knotenpunkten gespeichert werden, werden diese auf die Integrationspunkte mit Hilfe von Formfaktoren interpoliert. Nach der Integration werden die Zustandsgrößen wieder durch Interpolation auf die Knotenpunkte der Elemente zurückgeführt.

Zur Zeitdiskretisierung kann sowohl das implizite Euler-Verfahren erster Ordnung als auch das implizite Euler-Verfahren zweiter Ordnung ausgewählt werden. Die erreichbare Ordnung der zeitlichen Diskretisierung ist somit Δt^2 . Als Grundeinstellung werden jedoch die Kontinuitäts, Impuls- und Energiegleichung mit dem Verfahren zweiter Ordnung integriert, und die Turbulenzgleichungen mit dem Verfahren erster Ordnung integriert. Die Diskretisierung erster Ordnung ist robust, kann jedoch auch numerische Diffusion hervorrufen. Im Gegensatz dazu kann die Diskretisierung zweiter Ordnung numerische Dispersion hervorrufen, was die Stabilität negativ beeinflusst.

Für die Integration des Advektionsterms wird ein Verfahren eingesetzt, welches eine Genauigkeit zwischen erster und zweiter Ordnung besitzt. Je nach Wert eines Gewichtungsfaktors β wird zur Lösung ein Term zur Advektionskorrektur addiert. Im Fall von $\beta = 0$ wird ein reines „Upwind Differencing Scheme“ ohne Korrekturterm verwendet, wobei im Fall $\beta = 1$ der volle Korrekturterm addiert wird. Bei Werten dazwischen wird nur ein Anteil des Korrekturterms addiert. Bei $\beta = 0$ ist das Verfahren erster Ordnung genau, wobei es sich dann durch eine *höhere Robustheit* und *höhere numerische Diffusion* auszeichnet. Bei $\beta = 1$ ist das Verfahren zweiter Ordnung genau, wobei es sich hierbei durch eine *geringere Robustheit* und *höhere numerische Dispersion* auszeichnet. Um ein Verfahren zu erzielen, welches die Vorteile beider Möglichkeiten kombiniert, wird der Gewichtungsfaktor lokal in Abhängigkeit von den Gradienten angepasst, so dass er so nahe wie möglich am Wert eins ist. Die Genauigkeitsordnung der räumlichen Diskretisierung ist somit zwischen Δx und Δx^2 .

Für die Berechnung des Druckes verwendet CFX mit einem unversetzten Gitter eine Methode, die der von Rhie und Chow ähnelt, welche jedoch um einige Erweiterungen zu höherer Robustheit verbessert wurde. Der Diffusionsterm wird mit Hilfe von Formfaktoren bestimmt. Näheres zur Numerischen Methode von CFX 10.0 findet sich im CFX Handbuch [1].

5 Snyder und Lumleys Experiment

5.1 Versuchsbeschreibung

Snyder und Lumley verwendeten einen senkrechten Windkanal mit einer Strömungsgeschwindigkeit von $u_x = 6.55 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ von unten nach oben. Zur Turbulenzerzeugung wurde ein Gitter mit einer Maschenweite von $M = 25.4 \text{ mm}$ verwendet. Damit wurde eine nahezu isotrope, abklingende Turbulenz erhalten. Das Geschwindigkeitsprofil im Windkanal wurde mit einem Pitot Rohr vermessen und zeigte im Kern der Strömung, in dem sich die Partikel bewegten, weniger als ein Prozent Abweichung. Mit Hilfe von Hitzdrahtmessungen wurden Korrelationen für die Geschwindigkeitsfluktuationen bestimmt, so dass die turbulente kinetische Energie k bestimmt werden kann.

Vier Partikelsorten wurden isokinetisch in einem Abstand von 20 Maschenweiten hinter dem Gitter injiziert. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Mit Hilfe von zehn Kameras wurden die einzelnen Partikelpositionen von jeweils 700 Partikeln in lateraler Richtung photographisch in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt und ausgewertet. Die Dispersion der Partikel wurde an der Position der ersten Kamera auf Null kalibriert (Zeitpunkt t_0). Damit sind die erhaltenen Daten unabhängig vom Detail der Injektion. Milojević [10] zeigte diese Unabhängigkeit mit

	Glas (hohl)	Glas (massiv)	Maispollen	Kupfer
d_p [μm]	46.5	87.0	87.0	46.5
ρ_p [g/cm^3]	0.26	2.5	1.0	8.9
τ_p [ms]	1.7	45.0	20.0	49.0
St^* [-]	0.145	3.85	1.72	4.21
u_{St} [mm/s]	16.7	562	225	570
u_T [mm/s]	16.7	442	198	483
Re_T [-]	0.05	2.48	1.10	1.45

*basierend auf der Fluidzeitskala bei $X/M=73$

Tabelle 5.1: Partikeleigenschaften des Experiments von Snyder und Lumley.

seinem Modell durch Simulation zweier Grenzfälle. Er injizierte die Partikel (i) ohne

Geschwindigkeitsvarianz und (ii) mit der Geschwindigkeitsvarianz der turbulenten Fluktuationen. Der zweite Fall ist deshalb ein Grenzfall, da die Partikel aufgrund ihrer Trägheit immer eine geringere Geschwindigkeitsfluktuation aufweisen als die kontinuierliche Phase. Auf seinem Graph ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeitsschwankungen an der Position der ersten Kamera für beide Randbedingungen jeweils gleich sind.

Somit sind alle notwendigen Randbedingungen gegeben, um Partikeldispersionsmodelle mit diesem Experiment zu validieren. Die experimentellen Daten wurden für die Vergleiche aus Snyder und Lumleys Publikation [15] eingescannt und digitalisiert.

5.2 Strömungsgeometrie und Koordinatensystem

Für die Simulation des Experimentes von Snyder und Lumley wurde ein quaderförmiges Strömungsgebiet mit den Abmaßen $4.9\text{m} \times 0.4\text{m} \times 0.4\text{m}$ verwendet. Dieses ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt

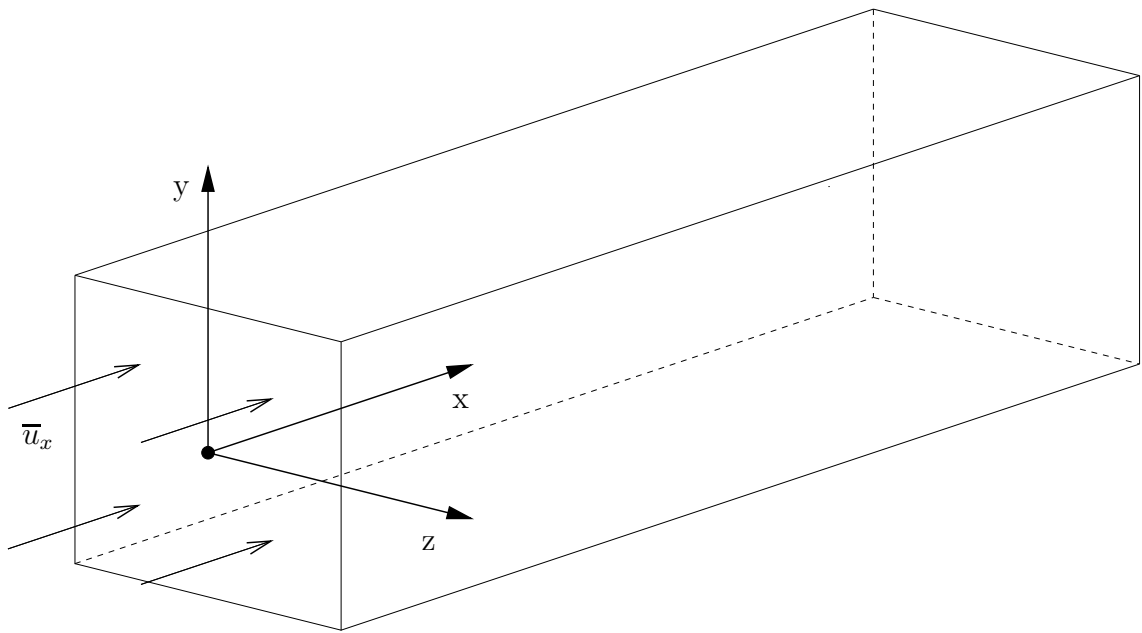


Abbildung 5.1: Rechengebiet für den Versuch von Snyder und Lumley.

in der Flächenmitte des Einströmrandes. Die x -Achse zeigt in Strömungsrichtung, und die y - und z -Achse ergänzen das System zu einem rechtsdrehenden System. Das Strömungsgebiet beginnt 20 Gitterabstände M stromabwärts des turbulenz erzeugenden Gitters. Im Vergleich zum von Snyder und Lumley verwendeten Koordinatensystem (X, Y, Z) ergibt sich damit für das Koordinatensystem der Simulation

(x, y, z) folgende Transformation:

$$X = 20 M + x \quad (5.1)$$

$$Y = y \quad (5.2)$$

$$Z = z \quad (5.3)$$

5.3 Eigenschaften des Fluids

Die Experimente von Snyder und Lumley wurden bei 40% Luftfeuchtigkeit ($\varphi = 0.4$) und einer Temperatur von $T = 299.15\text{K}$ durchgeführt. Deshalb wurde als Fluid ein ideales Gasgemisch von Luft und Wasserdampf eingestellt. Das Massenverhältnis von Wasser zu Luft wurde mit der folgenden Gleichung bestimmt.

$$\frac{m_W}{m_L} = \frac{M_W}{M_L} \frac{p_{\text{sat.}}(T)}{\frac{p}{\varphi} - p_{\text{sat.}}(T)} \quad (5.4)$$

Der Sättigungsdruck $p_{\text{sat.}}(T)$ wurde durch Interpolation der Daten in Baehr [2] Tabelle 10.11 bestimmt. Die Herleitung von (5.4) kann dort in Abschnitt 5.3.5 nachvollzogen werden. Es ergibt sich ein Massenanteil des Wassers von 8.3×10^{-3} . Die kontinuierliche Phase hat somit die Dichte $\rho_f = 1.17384 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ und die dynamische Viskosität $\mu_f = 1.8236 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$.

5.4 Randbedingungen

Einströmrand

Am Einströmrand wurde ein ebenes Geschwindigkeitsprofil mit einer Geschwindigkeit von $\bar{u}_x = 6.55 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ vorgegeben. Weiterhin wurden die Werte der turbulenten kinetischen Energie k und der turbulenten Dissipation ϵ aus der Korrelation von Snyder und Lumley vorgegeben. Mit den Gleichungen aus Abschnitt 5.6 ergeben sie sich zu $k = 0.263 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ und $\epsilon = 12.54 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}$.

Seitenwände

Da nur der Kern der Windkanalströmung simuliert wurde, und die Geschwindigkeitsprofile im Experiment dort eben waren, wurde an den Seitenwänden Reibungsfreiheit vorgegeben.

Ausströmrand

Am Ausströmrand wurde der mittlere Druck auf $p = 101325 \text{ Pa}$ gesetzt.

5.5 Gitterunabhängigkeitsstudie

Eine Studie zur Gitterunabhängigkeit der Ergebnisse wurde mit vier verschiedenen Gittern durchgeführt. Es wurden stets quaderförmige Gitterzellen verwendet. In y - und z -Richtung wurden jeweils zehn äquidistante Gitterzellen verwendet. In x -Richtung wurden sowohl äquidistante, als auch gestreckte Gitter verwendet. Die einzelnen Gitter unterschieden sich jeweils wie folgt:

Gitter A: Äquidistante Diskretisierung mit 200 Zellen in x -Richtung. Daraus folgt eine konstante Gitterweite von $\Delta x = 24.5 \text{ mm}$.

Gitter B: Gestrecktes Gitter mit konstantem Verhältnis der Gitterweite mit dem Streckfaktor von $\frac{\Delta x_{n+1}}{\Delta x_n} = 1.0355$ und einer Gitterweite von $\Delta x_0 = 0.1625 \text{ mm}$ am Einströmrand. Es wurden 200 Zellen in x -Richtung verwendet, woraus eine Gitterweite von $\Delta x_N = 229.7 \text{ mm}$ am Ausströmrand folgt. Diese Verteilung bietet eine relativ gute Anpassung der Zellen an die Gradienten der turbulenten kinetischen Energie k .

Gitter C: Äquidistante Diskretisierung mit 1000 Zellen in x -Richtung. Daraus folgt eine Gitterweite von $\Delta x = 4.9 \text{ mm}$.

Gitter D: Aufteilung des Rechengebietes in vier gleichlange Abschnitte mit jeweils äquidistanter Gitterweite und 400, 300, 200 und 100 Zellen pro Abschnitt ausgehend vom Einströmrand. Damit ergeben sich jeweils Gitterweiten von $\Delta x_{(1)} = 3.1 \text{ mm}$, $\Delta x_{(2)} = 4.1 \text{ mm}$, $\Delta x_{(3)} = 6.1 \text{ mm}$, $\Delta x_{(4)} = 12.3 \text{ mm}$. Es ergibt sich damit eine Gesamtzahl von 1000 Zellen in x -Richtung. Ursprünglich war geplant das Gitter mit einem konstanten Faktor zu strecken. Probleme mit dem Gittergenerator, welche erst nach der Durchführung der Studie gelöst werden konnten, führten zu dieser Konfiguration.

Abbildung 5.2 zeigt die Verläufe der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für die verschiedenen Gitter. Es ist gut zu erkennen, dass die Gitter B, C, und D nahezu identische Ergebnisse liefern, während Gitter A durch eine mangelnde Auflösung am Einströmrand abweichende Ergebnisse liefert. Aufgrund der geringen Zellenanzahl und der guten Anpassung an die Gradienten wurde das Gitter B für die weiteren Untersuchungen ausgewählt.

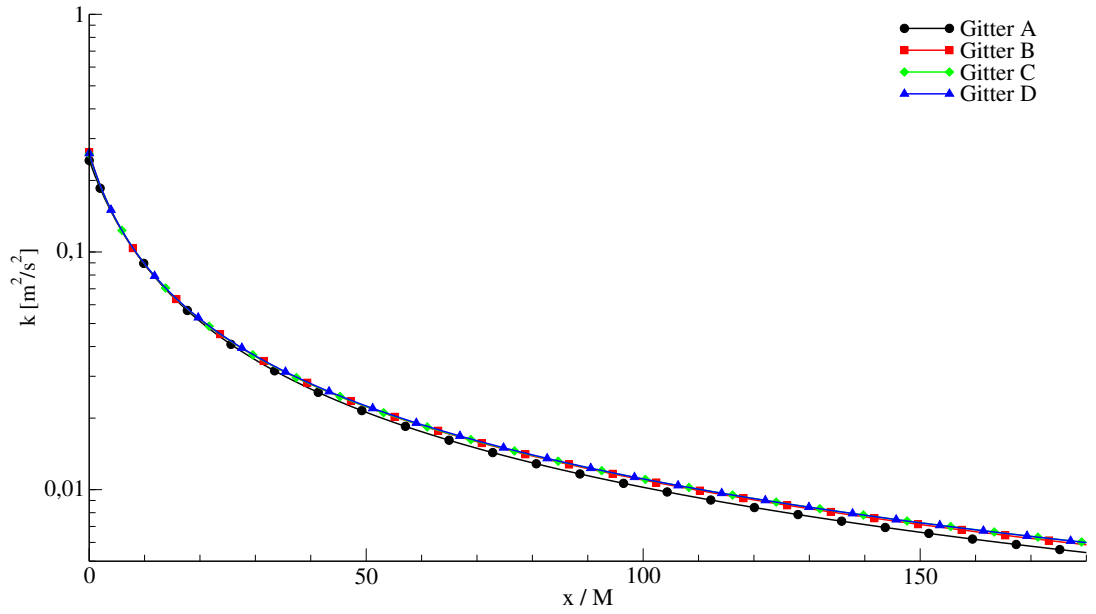


Abbildung 5.2: Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für verschiedene Gitter.

5.6 Turbulente Schwankungsgrößen

Snyder und Lumley geben die folgenden Korrelationen für die gemessenen turbulenten Geschwindigkeitsvarianzen in x - und y -Richtung an.

$$\frac{\overline{u_x^2}}{\overline{u_x'^2}} = 42.4 \left(\frac{X}{M} - 16 \right) \quad (5.5)$$

$$\frac{\overline{u_y^2}}{\overline{u_y'^2}} = 39.4 \left(\frac{X}{M} - 12 \right) \quad (5.6)$$

Aufgrund von Symmetrie ist die absolute Geschwindigkeitsvarianz:

$$\overline{q^2} = \overline{u_x^2} + 2\overline{u_y^2} \quad (5.7)$$

Die turbulente Dispersion lässt sich mit

$$\epsilon = -\frac{\overline{u_x}}{2} \frac{d\overline{q^2}}{dx} \quad (5.8)$$

berechnen. Somit ergibt sich durch Einsetzen von (5.5), (5.6) und (5.7) in (5.8) eine Korrelation für die turbulente Dissipation:

$$\epsilon_{\text{kor.}} = \frac{\overline{u_x^3}}{2M} \left(\frac{1}{42.4(\frac{X}{M} - 16)^2} + \frac{2}{39.4(\frac{X}{M} - 12)^2} \right) \quad (5.9)$$

Die turbulente kinetische Energie ist

$$k = \frac{\overline{q^2}}{2}. \quad (5.10)$$

Dadurch folgt die folgende Korrelation für die turbulente kinetische Energie:

$$k_{\text{kor.}} = \frac{\overline{u_x^2}}{2} \left(\frac{1}{42.4(\frac{X}{M} - 16)} + \frac{2}{39.4(\frac{X}{M} - 12)} \right) \quad (5.11)$$

5.7 Verläufe Dimensionsloser Kennzahlen der Partikel

Mit Hilfe der Kolmogorov-Zeit lässt sich eine Stokeszahl St der Partikel bilden, welche sich in Strömungsrichtung verändert. Diese Änderung ist durch die abklingende Turbulenz bedingt. Die Stokeszahl ist ein dimensionsloses Maß für die Trägheit der Partikel. Weiterhin ist es möglich über die Freifallgeschwindigkeit und die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen einen Parameter CT zu bestimmen, der den Einfluss des CTE darstellt. Beide dimensionslosen Kennzahlen sind in Abbildung 5.3 über der Zeit ab der ersten Kamera aufgetragen.

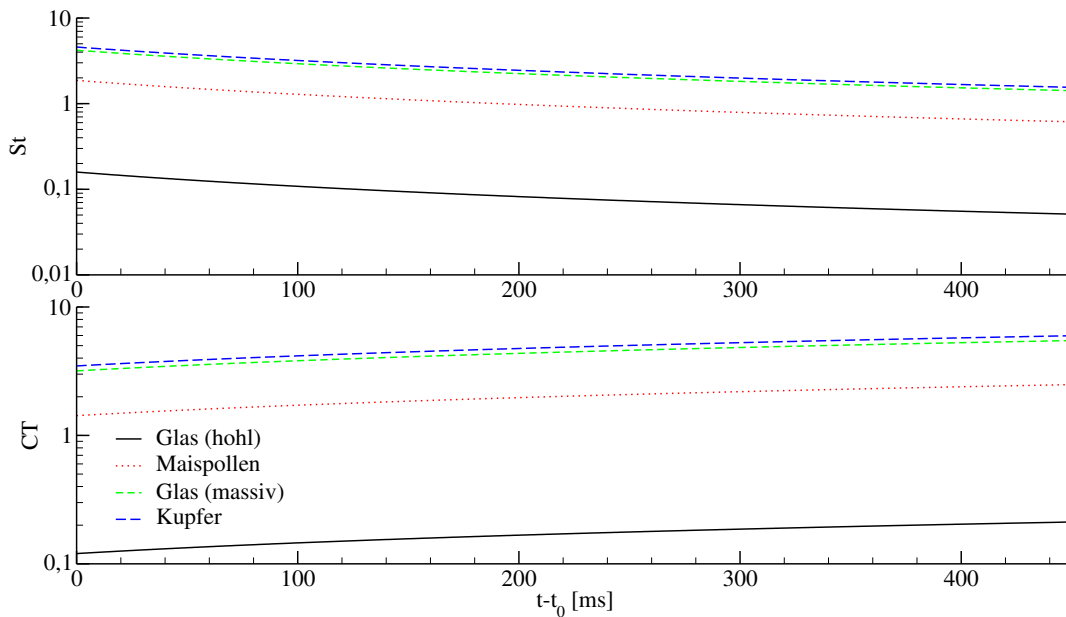


Abbildung 5.3: Dimensionslose Kennzahlen St und CT der Partikel über der Zeit für das Experiment von Snyder und Lumley.

Die hohlen Glaskugeln zeichnen sich sowohl durch eine sehr kleine Stokeszahl als auch durch einen sehr kleinen Parameter CT aus. Nachdem CT kleiner als eins ist sollte der CTE bei diesen Partikeln nicht auftreten. Da außerdem die Stokeszahl

der hohlen Glaskugeln sehr klein ist, ist zu erwarten, dass sie sich wie Fluidpartikel in der Strömung mitbewegen. Die Maispollen haben eine Stokeszahl in der Größenordnung von eins. Aufgrund ihres Parameters CT , der größer als eins ist sollten sie durch den CTE beeinflusst werden. Die massiven Glaskugeln und die Kupferkugeln zeichnen sich beide durch eine hohe Stokeszahl und einen größeren Parameter CT aus. Es ist zu erwarten, dass ihre Dispersionen aufgrund der fast gleichen Kennzahlen annähernd gleich sind, und dass ihre Dispersionen im Vergleich zu den anderen Partikelsorten am geringsten ausfallen.

Es kann vermutet werden, dass die Vorhersage der Partikeldispersion für Partikel mit Kennzahlen der Größenordnung von eins am schwierigsten ausfällt. Folglich sollten die Abweichungen eines Modells für die Maispollen am größten ausfallen. Weiterhin ist anzumerken, dass die turbulente Partikeldispersion stark von der Größe der turbulenten kinetischen Energie k abhängt, welche im Strömungsgebiet relativ schnell abklingt.

5.8 Anpassung der k- ϵ Modellkonstanten

Aus verschiedenen Experimenten zur gittererzeugten Turbulenz ist ersichtlich, dass die turbulente kinetische Energie in der Strömung hinter einem Gitter nach einem Potenzgesetz abklingt [12]. Es lässt sich hierzu folgende Gleichung ansetzen:

$$\frac{k}{\overline{u_x^2}} = A \left(\frac{x - x_0}{M} \right)^{-n} \quad (5.12)$$

In der Literatur sind verschiedene Werte für den Exponenten n gegeben. Es lässt sich zeigen [12], dass dieser Exponent bei der Verwendung des k- ϵ Modells direkt mit der Beziehung

$$n = \frac{1}{C_{\epsilon 2} - 1} \quad (5.13)$$

vom Koeffizienten $C_{\epsilon 2}$ abhängt. Aus den Standardwerten des k- ϵ Modells folgt so ein Exponent von $n = 1.09$. Mit dem Programm Grace v5.1.19 wurde mittels der Funktion „non-linear curve fitting“ der Verlauf der Kurve aus (5.11) in der Form von (5.12) angenähert. Es ergibt sich die Beziehung

$$k_{\text{kor.}} = 1.413 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \left(\frac{x}{0.0245\text{m}} + 5.667 \right)^{-0.98} \quad (5.14)$$

Als erste Näherung wurde damit einen Wert von $C_{\epsilon 2} = 2.03$ erhalten. Drei Simulationen wurden durchgeführt um einen adäquaten Wert für die Modellkonstante $C_{\epsilon 2}$ empirisch zu ermitteln. Die Ergebnisse dieser Parameterstudie sind in Abbil-

dung 5.4 für die turbulente kinetische Energie k aufgetragen. Daraus folgt, dass

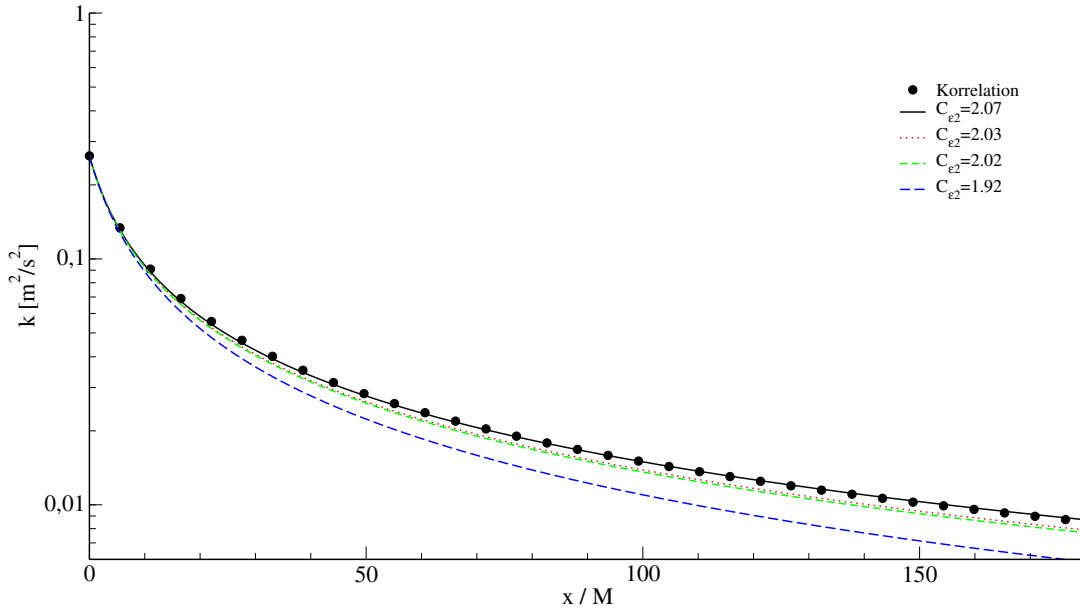


Abbildung 5.4: Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für verschiedene Modellkonstanten $C_{\epsilon 2}$ für das Experiment von Snyder und Lumley.

für eine adäquate Simulation der turbulenten Grundströmung des Experiments eine Modellkonstante von $C_{\epsilon 2} = 2.07$ gewählt werden muss. Für die Simulationen der Partikelbahnen von Snyder und Lumleys Experiment wurden daher die Modellkonstanten

$$C_{\mu} = 0.09 \quad C_{\epsilon 1} = 1.44 \quad C_{\epsilon 2} = 2.07 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_{\epsilon} = 1.3 \quad (5.15)$$

verwendet.

Um die Sensitivität der Modellkonstanten zu testen wurde im Zuge dieser Studienarbeit die Partikeldispersion für die Standardwerte des k - ϵ Modells bestimmt. Es ergaben sich deutliche Unterschiede, da die turbulente kinetische Energie durch die Änderung der Konstanten um ein Vielfaches erhöht oder vermindert wird. Die Ergebnisse der Studie sind im Anhang B zu finden.

Es ist anzumerken, dass für die Validierung von Dispersionsmodellen meist keine Simulation der kontinuierlichen Phase durchgeführt wird, und die gemessenen Zustandsgrößen des Experiments als Eingabe für das Modell verwendet werden.

5.9 Partikeldispersion mit CFX

Eine Rechnung mit 1500 Partikeln jeder Sorte wurde durchgeführt. Die Partikel wurden in der Flächenmitte des Einströmrandes isokinetisch und ohne Geschwindigkeitsfluktuationen injiziert. Variationen der Partikelanzahl ergaben keine merkbaren Veränderungen der Partikeldispersionen. In der Literatur wird das Experiment von Snyder und Lumley in der Regel mit 800 Partikeln simuliert, was für das Modell von CFX auch ausreichend gewesen wäre. Die Partikelbahnen wurden aus CFX exportiert, und mit einem eigens geschriebenen Programm ausgewertet. Das Auswertungsprogramm wird in Anhang A genauer beschrieben. Die Partikeldispersionen im Vergleich mit den Messergebnissen von Snyder und Lumley sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Dispersion der hohlen Glaskugeln und der Maispollen wird als etwa

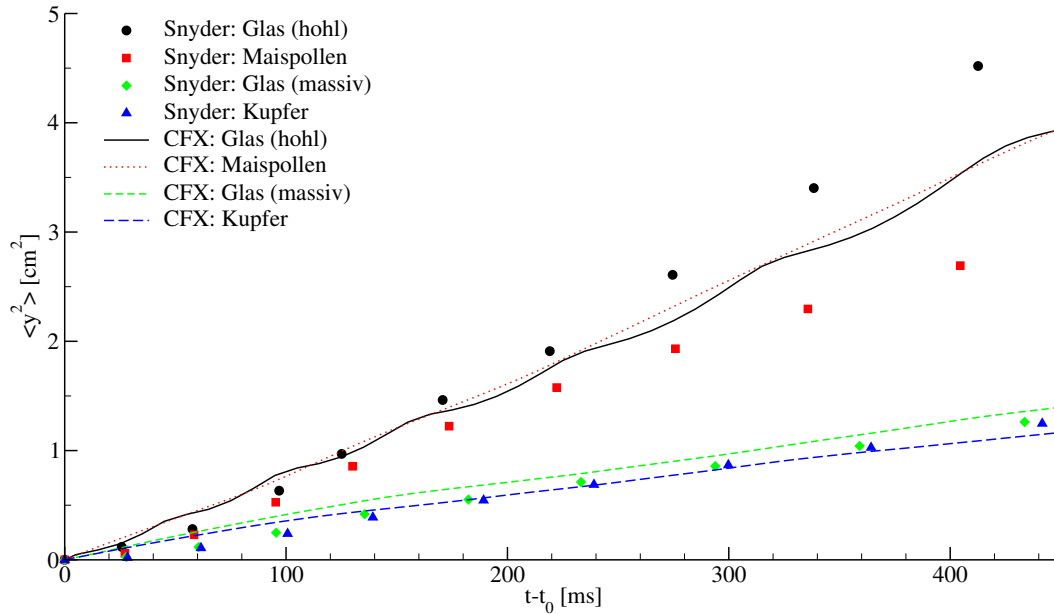


Abbildung 5.5: Vergleich der Partikeldispersionen aus CFX mit den Messergebnissen von Snyder und Lumley über der Zeit.

gleich vorhergesagt und ihre Kurven liegen größtenteils zwischen denen der experimentellen Werte. Für die massiven Glaskugeln und die Kupferkugeln werden für Dispersionszeiten über ca. 180 ms gute Übereinstimmungen mit dem Experiment erzielt. Im Bereich unter ca. 180 ms treten Abweichungen bis zu 100% auf. Qualitativ ist bei den experimentellen Daten ein S-Schlag der Messkurven zu erkennen, welcher in der Vorhersage von CFX nicht zu erkennen ist. Weiterhin macht sich der deutliche Unterschied in der Trägheit der hohlen Glaskugeln und der Maispollen nicht in der Simulation bemerkbar. Dies ist ein Indiz dafür, dass durch das implementierte Modell physikalische Zusammenhänge nicht berücksichtigt werden.

5.10 Abklingen der Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen mit CFX

Das Abklingen der Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen ist in Abbildung 5.6 über der Zeit aufgetragen. Die Kurven aus CFX weisen leichte Oszillationen auf. Die Kurven für die massiven Glaskugeln und Kupfer weisen nur leichte Abweichungen in der Größenordnung der Messpunktstreuung auf. Für die Maispollen werden nach ca. 100 [ms] Abweichungen deutlich. Die hohlen Glaskugeln zeigen Abweichungen von etwa 40% über den gesamten Bereich. Hierbei wird von CFX vorhergesagt, dass sie die Geschwindigkeitsfluktuationen eines Fluidballens besitzen. Aufgrund ihrer sehr niedrigen Partikelrelaxationszeit haben Snyder und Lumley dieses Verhalten auch erwartet. Sie räumten allerdings auch ein, dass für ihre Messergebnisse, aufgrund der niedrigen Messrate, Abweichungen von etwa 40% für diese Partikelart auftreten könnten. Zusammen gefasst stimmen die Ergebnisse für die Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen im Rahmen der möglichen experimentellen Abweichungen mit den gemessenen Daten gut überein.

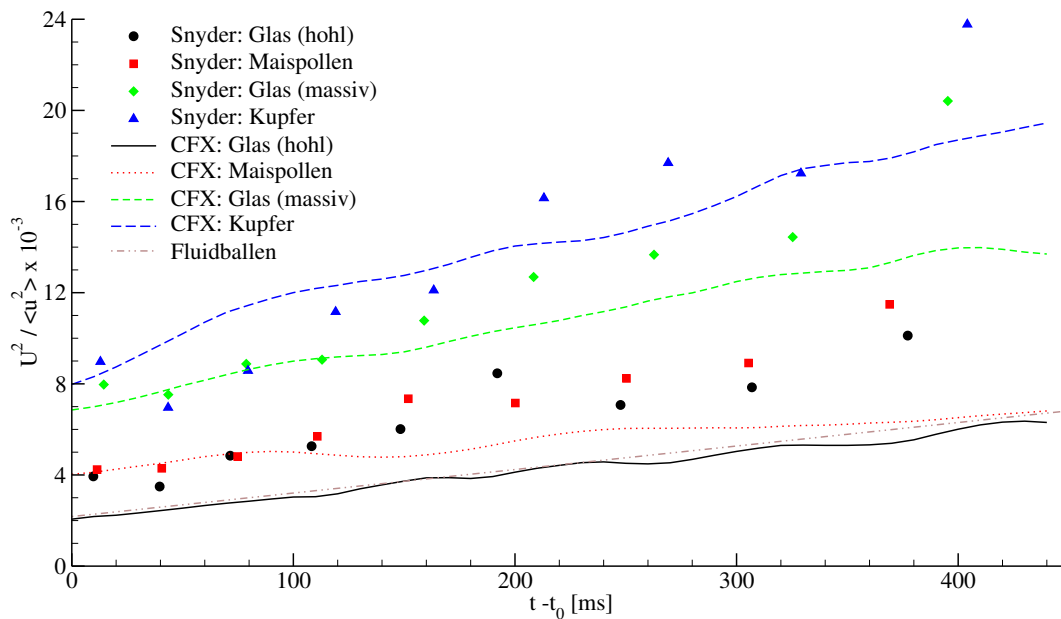


Abbildung 5.6: Vergleich der Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen aus CFX mit den Messergebnissen von Snyder und Lumley über der Zeit.

5.11 Ergebnisse aus der Literatur mit dem Modell von Gosman und Ioannides

Klose [9] verglich die Modelle von Gosman und Ioannides [7], Milojević [10] und Blümcke [4] für das Experiment von Snyder und Lumley miteinander. In Abbildung 5.7 ist ein Vergleich der Partikeldispersionen des Experiments mit Kloses Ergebnissen mit dem Modell von Gosman und Ioannides, sowie den Ergebnissen von Gosman und Ioannides zu sehen¹. Die Dispersionskurven der hohlen Glaskugeln und

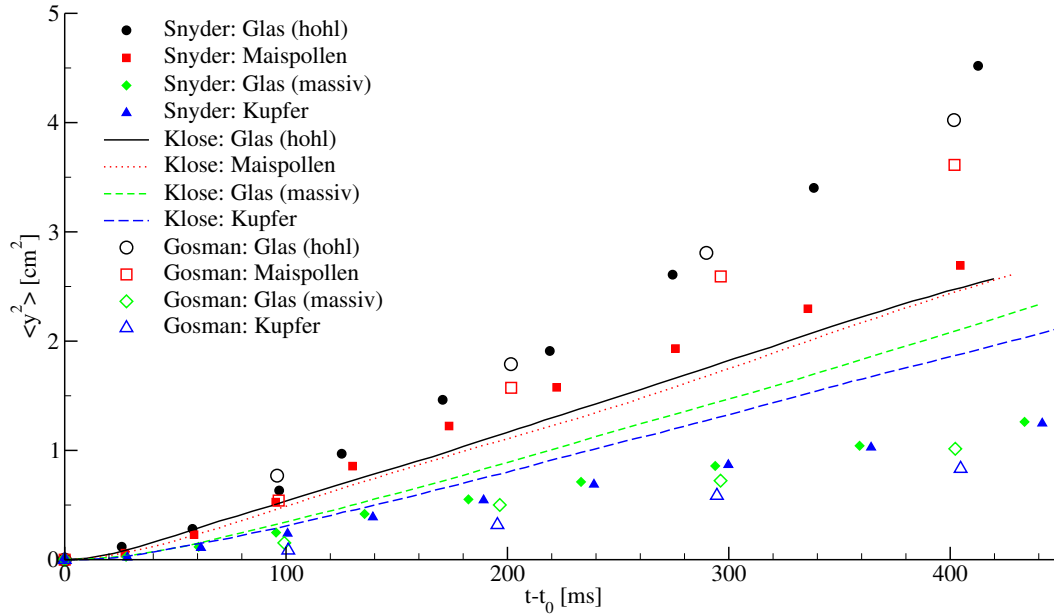


Abbildung 5.7: Vergleich der Partikeldispersionen von Gosman und Ioannides, experimentelle Daten und von Klose mit dem Modell von Gosman und Ioannides für das Experiment von Snyder und Lumley über der Zeit.

der Maispollen liegen auch bei Kloses Ergebnissen fast aufeinander. Jedoch ist die vorhergesagte Dispersion bei beiden geringer als die experimentell bestimmte Dispersion der Maispollen. Für die massiven Glaskugeln und die Kupferkugeln sind die Dispersionen ab 120 ms deutlich höher als im Experiment.

Gosman und Ioannides gaben in ihrer Publikation für ihr Modell nur vier Dispersionswerte pro Partikelsorte an. Die Dispersion der hohlen Glaskugeln zeigt gute Übereinstimmung. Die Dispersion der Maispollen wird mit zunehmender Zeit zu hoch vorhergesagt. Massive Glaskugeln und Kupferkugeln werden etwas zu gering vorhergesagt, zeigen allerdings noch akzeptable Übereinstimmungen.

Es ist zu erkennen, dass Klose deutlich andere Ergebnisse als Gosman und Ioannides bekommt. Es ist unklar, wodurch diese unterschiedlichen Voraussagen genau

¹Die Daten wurden digitalisiert, und können somit leichte Abweichungen enthalten.

zustande kommen. Es ist jedenfalls anzumerken, dass Klose im Vergleich zu Gosman und Ioannides eine unterschiedliche Korrelation für den Partikelwiderstand verwendete. Bezogen auf die Reynoldszahlen der einzelnen Partikel ergeben sich hierdurch Abweichungen von vier bis acht Prozent im Widerstandsbeiwert. Weiterhin ist nicht auszuschließen, dass die Investigatoren unterschiedliche Stoffkonstanten für die Simulation der kontinuierlichen Phase verwendet haben. Mit unterschiedlichen Stoffkonstanten alleine lassen sich jedoch nicht solche gravierenden Unterschiede in den Modellvorhersagen erklären.

5.12 Ergebnisse aus der Literatur mit dem Modell von Milojević

In Abbildung 5.8 ist ein Vergleich der Partikeldispersionen des Experiments mit Kloses Ergebnissen [9] mit dem Modell von Milojević, sowie den Ergebnissen von Milojević [10] zu sehen. Für die Partikeldispersionen der massiven Glaskugeln und

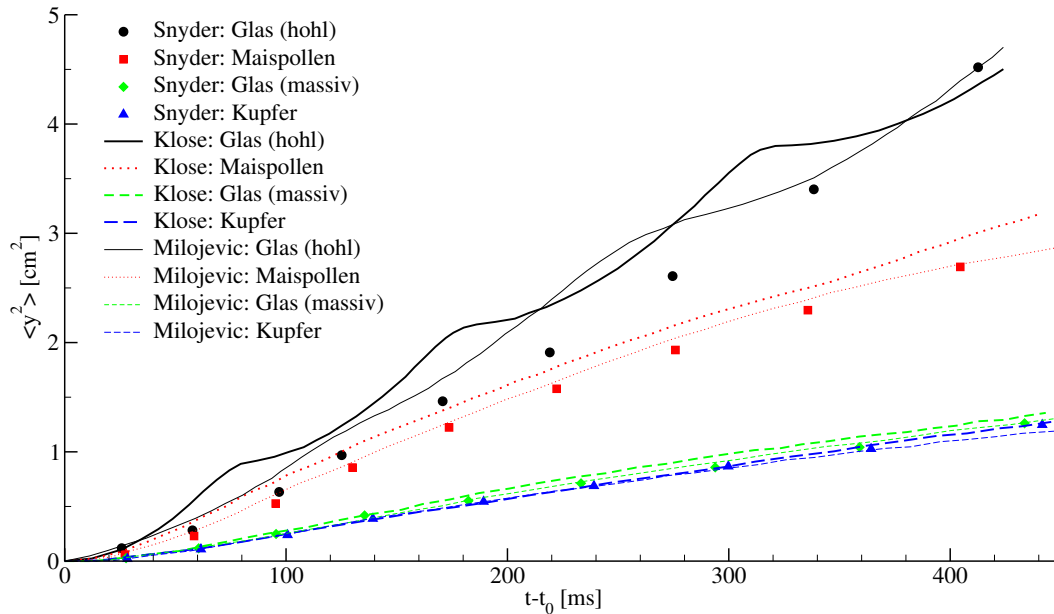


Abbildung 5.8: Vergleich der Partikeldispersionen von Milojević, experimentelle Daten und von Klose mit dem Modell von Milojević für das Experiment von Snyder und Lumley über der Zeit.

der Kupferkugeln erzielten beide Investigatoren gute Übereinstimmungen mit dem Experiment. Bei den Maispollen gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen Milojevićs Vorhersage und den Experimentellen Daten, wohingegen Kloses Vorhersage leichte Abweichungen nach oben enthält. Die Partikeldispersion der hohlen Glaskugeln wird bei beiden Implementierungen etwas größer vorhergesagt. Alles in Allem

gibt es bei beiden Implementierungen gute Übereinstimmungen der Modellvorhersagen untereinander und mit dem Experiment.

Die beiden Implementierungen unterschieden sich in einer unterschiedlichen Korrelation für den Partikelwiderstandsbeiwert, und eventuell auch unterschiedliche zugrunde gelegten Stoffkonstanten für die kontinuierliche Phase. Im Vergleich zu den in Abschnitt 5.11 präsentierten Ergebnissen mit dem Modell von Gosman und Ioannides gibt es hier kaum erkennbare Unterschiede, trotz der unterschiedlichen Widerstanskorrelation. Daher hat diese wohl nur einen geringen Einfluss auf die unterschiedlichen Modellvorhersagen.

Mit dem Modell von Milojević werden hier tendenziell bessere Ergebnisse erzielt als mit dem Modell aus CFX und dem Modell von Gosman und Ioannides. Die Dispersionskurven weisen qualitativ einen S-Schlag auf, was dafür ein Indiz ist, dass das Modell die Physik besser abbildet als die zuvor genannten Modelle.

Die welligen Dispersionskurven der hohlen Glaskugeln kommen Milojević zu folge durch die konstant gehaltenen Geschwindigkeitsfluktuationen zustande. Die Partikel verhalten sich wie Fluidpartikel, deren Autokorrelationsfunktion eins ist. Für die anderen Partikelsorten, bei denen der CTE auftritt verschwinden die Wellen. Es ist anzumerken, dass die Wellen auch in der Simulation der hohlen Glaskugeln mit CFX auftreten. Bei den Ergebnissen von Klose mit dem Modell von Gosman und Ioannides sollten diese Wellen entsprechend dieser Erklärung auch auftreten, was jedoch nicht der Fall ist.

5.13 Ergebnisse aus der Literatur mit dem Modell von Blümcke

In Abbildung 5.9 sind die Kloses Partikeldispersionen mit dem Modell von Blümcke über der Zeit aufgetragen. Leider war es dem Autor nicht möglich die Ergebnisse aus Blümckes Dissertation [4] hier darzustellen, da die Graphen dort nur sehr klein dargestellt sind. Es ist zu erkennen, dass die Dispersionen aller Partikelsorten zu jedem Zeitpunkt sehr gut vorhergesagt werden. Es ist hervorzuheben, dass die Dispersionskurven im Vergleich zu den Kurven der anderen Modelle keine Oszillationen aufweisen, was aufgrund der exponentiell abfallenden Autokorrelationsfunktion auch Sinn ergibt. Abgesehen von den sehr guten Übereinstimmungen der Ergebnisse mit den Messdaten bietet Blümckes Modell noch weitere Vorteile seitens der Konvergenz und benötigten Anzahl an Partikeltrajektorien.

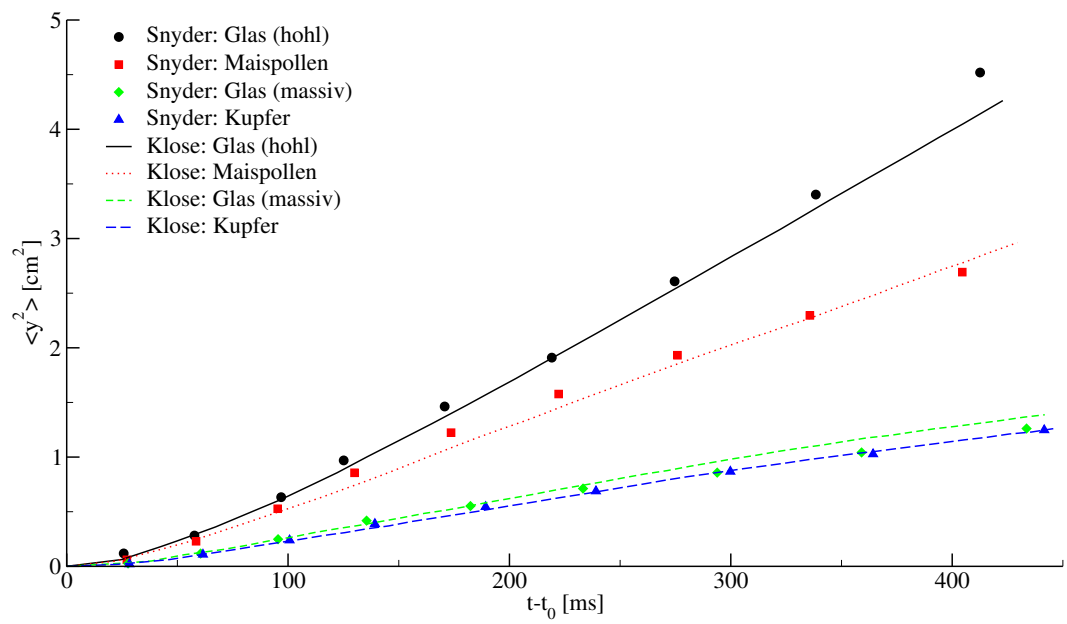


Abbildung 5.9: Partikeldispersionen von Klose mit dem Modell von Blümcke im Vergleich zu den experimentellen Daten für das Experiment von Snyder und Lumley über der Zeit.

6 Wells und Stocks Experiment

6.1 Versuchsbeschreibung

Wells und Stock verwendeten einen horizontalen Windkanal mit einer Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{u}_x = 6.55 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Ein Gitter mit einer Maschenweite $M = 25.4 \text{ mm}$ erzeugte wie in Snyder und Lumleys Experiment eine nahezu isotrope, abklingende Turbulenz. Messungen mit Pitot-Rohr und Hitzdraht bestätigten, dass die Geschwindigkeit und turbulente kinetische Energie über den Querschnitt nahezu konstant sind. Auch wurden Korrelationen für die Geschwindigkeitsschwankungen aufgestellt. Im Vergleich zu Snyder und Lumley wurde auf das Strömungsfeld nach dem Gitter ein elektrisches Feld aufgebracht, und die Partikel wurden vor der Injektion elektrisch aufgeladen. Das zusätzliche konservative Feld diente zur Variation des Crossing Trajectory Effektes, und wurde in der Simulation durch Variation der Gravitationsbeschleunigung modelliert.

Zwei verschiedene Partikelsorten wurden isokinetisch in die Strömung nach dem Gitter injiziert. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Mit Hilfe von Laser-Doppler-Anemometrie wurden Dispersion und Geschwindigkeitsschwankungen der Partikel in Querrichtung zur Strömung vermessen.

Leider gibt es keine Details zur Injektion der Partikel. Es ist unklar mit welcher Geschwindigkeitsschwankung und Streuung sie den Injektor verlassen. Weiterhin kann nicht garantiert werden, dass sie drallfrei injiziert wurden. Aufgrund dieser Tatsache wurden die erhaltenen Dispersionskurven analog zu Milojević [10] auf den zweiten experimentellen Wert kalibriert. Dieser Kalibrierung liegt die Annahme zugrunde, dass die Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen spätestens an dieser Stelle unabhängig von der Injektion sind.

	5 μm Glaskugeln	57 μm Glaskugeln
d_p [μm]	5	57
ρ_p [kg/m^3]	2475	2420
τ_p [ms]	0.192	24.4
St^* [-]	2.34×10^{-2}	2.972
u_{St} [cm/s]	0.188	23.26
u_T [cm/s]	0.188	23.16
Re_T [-]	6.3×10^{-4}	0.887

*basierend auf der Fluidzeitskala bei $X/M=45$

Tabelle 6.1: Partikeleigenschaften des Experiments von Wells und Stock.

6.2 Strömungsgeometrie und Koordinatensystem

Für die Simulation des Experimentes von Wells und Stock wurde ein quaderförmiges Strömungsgebiet mit den Abmaßen $2.5\text{m} \times 0.355\text{m} \times 0.7\text{m}$ verwendet. Das Simulationsgebiet ist damit höher als die eigentlichen Abmessungen des Windkanals. Durch die größere Geometrie wird erreicht, dass die Partikel auch bei höheren Feldstärken das Rechenggebiet am Ausströmrand verlassen, statt auf die untere Wand zu prallen. Dies verhindert eventuelle Probleme bei der Auswertung der Partikelbahnen.

Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt in der Flächenmitte des Einströmrandes. Die x -Achse zeigt in Strömungsrichtung, die y -Achse zeigt senkrecht nach oben und die z -Achse ergänzt das System zu einem rechtsdrehenden System zur Seite (vgl. Abb. 5.1). Das Strömungsgebiet beginnt 10 Gitterabstände M stromabwärts des turbulenzerzeugenden Gitters. Im Vergleich zum von Wells und Stock verwendeten Koordinatensystem (X, Y, Z) ergibt sich damit, für das Koordinatensystem der Simulation (x, y, z) , folgende Transformation:

$$X = 10 M + x \quad (6.1)$$

$$Y = y \quad (6.2)$$

$$Z = z \quad (6.3)$$

6.3 Eigenschaften des Fluids

Wells und Stock machen keinerlei Angaben über die Temperatur und Luftfeuchtigkeit bei der die Versuche stattfanden, daher wurde als Fluid trockene Luft bei $T = 298.15\text{ K}$ eingestellt. Die kontinuierliche Phase hat somit die Dichte $\rho_f = 1.185 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ und die dynamische Viskosität $\mu_f = 1.831 \times 10^{-5} \frac{\text{Ns}}{\text{m}^2}$.

6.4 Randbedingungen

Einströmrand

Am Einströmrand wurde ein ebenes Geschwindigkeitsprofil mit einer Geschwindigkeit von $\overline{u}_x = 6.55 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ vorgegeben. Weiterhin wurden die Werte der turbulenten kinetischen Energie k und der turbulenten Dissipation ϵ aus Wells und Stocks Korrelation vorgegeben. Mit den Gleichungen aus Abschnitt 6.6 ergeben sie sich zu: $k = 0.5825 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ und $\epsilon = 74.6242 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}$.

Seitenwände

Aufgrund des ebenen Geschwindigkeitsprofils im Experiment, wurde an den Seitenwänden Reibungsfreiheit vorgegeben.

Ausströmrand

Am Ausströmrand wurde der mittlere Druck auf $p = 101325 \text{ Pa}$ gesetzt.

6.5 Verwendetes Gitter

Mit der Erfahrung aus Abschnitt 5.5 wurde ein äquidistantes Gitter mit 1000 Gitterzellen in x -Richtung und jeweils 10 Gitterzellen in y - und z -Richtung verwendet. Daraus folgt eine Gitterweite von $\Delta x = 2.5 \text{ mm}$.

Eine Gitterstudie durchzuführen würde einen großen Mehraufwand bedeuten bei vergleichsweise geringer Verkürzung der Rechenzeit. Daher wurde gleich ein feineres, einfach zu erzeugendes Gitter gewählt und die Grundströmung mit dem Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k mit den Korrelationen verifiziert.

6.6 Turbulente Schwankungsgrößen

Wells und Stock geben u.A. die folgende Korrelation für die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen an:

$$\frac{\overline{u}^2}{\overline{q}^2} = \frac{54.88}{3} \left(\frac{X}{M} - 7.987 \right) \quad (6.4)$$

Mit (5.8) lässt sich die folgende Korrelation für die turbulente Dissipation ermitteln:

$$\epsilon_{\text{kor.}} = \frac{\overline{u}^3}{2M} \left(\frac{3}{54.88(\frac{x}{M} - 7.987)^2} \right) \quad (6.5)$$

Weiterhin ergibt sich mit (5.10) die folgende Korrelation für die turbulente kinetische Energie:

$$k_{\text{kor.}} = \frac{\overline{u}^2}{2} \left(\frac{3}{54.88(\frac{x}{M} - 7.987)^2} \right) \quad (6.6)$$

6.7 Anpassung der k- ϵ Modellkonstanten

Aus den in Abschnitt 5.8 genannten Gründen wurde auch bei der Simulation des Experiments von Wells und Stock das k- ϵ Modell angepasst. In Abbildung 6.1 ist die turbulente kinetische Energie über der Strömungsrichtung für verschiedene Modellkonstanten $C_{\epsilon 2}$ aufgetragen. Aufgrund dieser Ergebnisse wurden die Partikelsimulationen des Experiments von Wells und Stock mit den Modellkonstanten

$$C_{\mu} = 0.09 \quad C_{\epsilon 1} = 1.44 \quad C_{\epsilon 2} = 2.01 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_{\epsilon} = 1.3 \quad (6.7)$$

gerechnet.

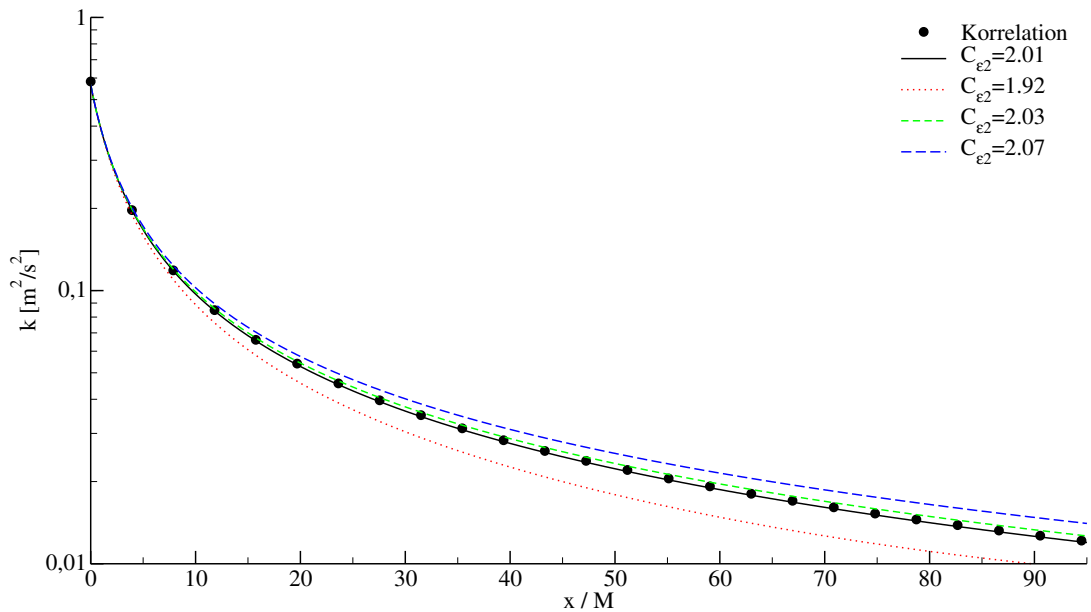


Abbildung 6.1: Vergleich der turbulenten kinetischen Energie k über $\frac{x}{M}$ für verschiedene Modellkonstanten $C_{\epsilon 2}$ für das Experiment von Wells und Stock.

6.8 Vorüberlegungen zur Variation der Freifallgeschwindigkeit

In ihrem Experiment haben Wells und Stock den Einfluss des Crossing Trajectory Effektes auf die Partikeldispersion studiert. Mit Hilfe eines zusätzlichen Potentialfeldes lässt sich die Freifallgeschwindigkeit eines Partikels verändern, ohne dass die Partikelrelaxationszeit verändert wird. Wells und Stock haben die Freifallgeschwindigkeit sowohl über die Ladung eines Partikels und die Stärke des elektrischen Feldes, als auch über die mittlere Position der Partikel in der Strömung bestimmt. Dabei haben sie gute Übereinstimmung beider Messverfahren festgestellt.

Die Variation der Freifallgeschwindigkeit wird in der Simulation über die Veränderung des Gravitationsfeldes eingestellt. Hierzu lassen sich die Gleichungen (3.2), (2.3), (2.5) und (2.6) heranziehen. Daraus ergibt sich die folgende Gleichung für die einzustellende Gravitationsbeschleunigung:

$$g = \frac{18\mu_f u_T (1 + 0.15 Re_T^{0.687})}{\rho_p d_p^2} \quad (6.8)$$

Wobei Re_T die Reynoldszahl basierend auf der Freifallgeschwindigkeit ist:

$$Re_T = \frac{\rho_f u_T d_p}{\mu_f} \quad (6.9)$$

Die sich hieraus ergebenden Gravitationsbeschleunigungen sind für verschiedene Freifallgeschwindigkeiten in Tabelle 6.2 aufgelistet.

5 μm Partikel		57 μm Partikel	
u_T [cm/s]	g [m/s ²]	u_T [cm/s]	g [m/s ²]
0	0	0	0
2.73	146	13.5	6.2
5.86	315	25.8	12.4
13.31	721	39.7	19.9
17.06	927	54.5	28.4
20.91	1140	81.5	45.1
23.65	1292	108.0	62.8
		121.6	72.4

Tabelle 6.2: Modellierte Gravitationsbeschleunigungen der verschiedenen Freifallgeschwindigkeiten für das Experiment von Wells und Stock.

Es ist anzumerken, dass der Versuch der 57 μm Partikel mit der Freifallgeschwindigkeit von $u_T = 25.8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ ohne elektrisches Feld stattfand. Somit müsste sich statt

$g = 12.4 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ eine Beschleunigung von ca. $g = 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ ergeben. Diese Diskrepanz kommt durch abweichende Stoffgrößen des Fluids zwischen Simulation und Experiment zustande. Eine Anpassung von Luftfeuchtigkeit und Temperatur wäre sehr aufwändig und würde qualitativ die gleichen Ergebnisse für die Partikeldispersion liefern. Um die Unsicherheit der Stoffgrößen abschätzen zu können, ist in Abbildung 6.3 die Partikeldispersion bei $g = 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ mit dargestellt, und kann mit $g = 12.4 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ bzw. $u_T = 25.8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ verglichen werden.

6.9 Partikeldispersion mit CFX

Mehrere Rechnungen mit 1500 Partikeln jeweils einer Sorte wurden durchgeführt. Die Gravitationsbeschleunigung wurde entsprechend Tabelle 6.2 eingestellt. Die Partikel wurden 0.1 m oberhalb der Flächenmitte des Einströmrandes isokinetisch und ohne Geschwindigkeitsfluktuationen injiziert. Durch diese Wahl des Injektionspunktes wurde erreicht, dass alle Partikel das Rechengebiet durch den Ausströmrand verlassen. Die Partikeldaten wurden aus CFX exportiert und mit dem in Anhang A erklärten Programm ausgewertet.

Die Partikeldispersionen der $5 \mu\text{m}$ Partikel im Vergleich mit den Messergebnissen von Wells und Stock sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Dispersionskurven der Simulationen liegen aufeinander. Es ist zu erkennen, dass die Dispersionen für diese Partikelsorte wie im Experiment unabhängig vom Einfluss der Gravitation, bzw. der Freifallgeschwindigkeit ist. Der CTE macht sich nicht bemerkbar. Die Dispersion der $5 \mu\text{m}$ Partikel zeigt quantitativ eindeutige Abweichungen von den experimentellen Messungen.

Die Ergebnisse der $5 \mu\text{m}$ Partikel zeigen, dass die Beeinflussung der unnatürlich hohen Gravitationsbeschleunigung auf die kontinuierliche Phase vernachlässigbar ist. Hätte die Gravitationsbeschleunigung die Strömung der kontinuierlichen Phase merklich beeinträchtigt, so hätte sich das auch in einem unterschiedlichen Partikelverhalten bemerkbar gemacht. Damit wird bestätigt, dass die Variation der Gravitationsbeschleunigung ein adäquates Mittel zur Modellierung des elektrischen Feldes ist.

In Abbildung 6.3 sind die Partikeldispersionen der $57 \mu\text{m}$ Partikel im Vergleich mit den Messergebnissen von Wells und Stock aufgetragen. Die Partikel zeigen, sowohl im Experiment als auch in der Simulation, eine hohe Beeinflussung durch den CTE. Quantitativ werden die Dispersionen der $57 \mu\text{m}$ Partikel nur mäßig vorhergesagt, wobei die Vorhersage für höhere Freifallgeschwindigkeiten besser ausfällt.

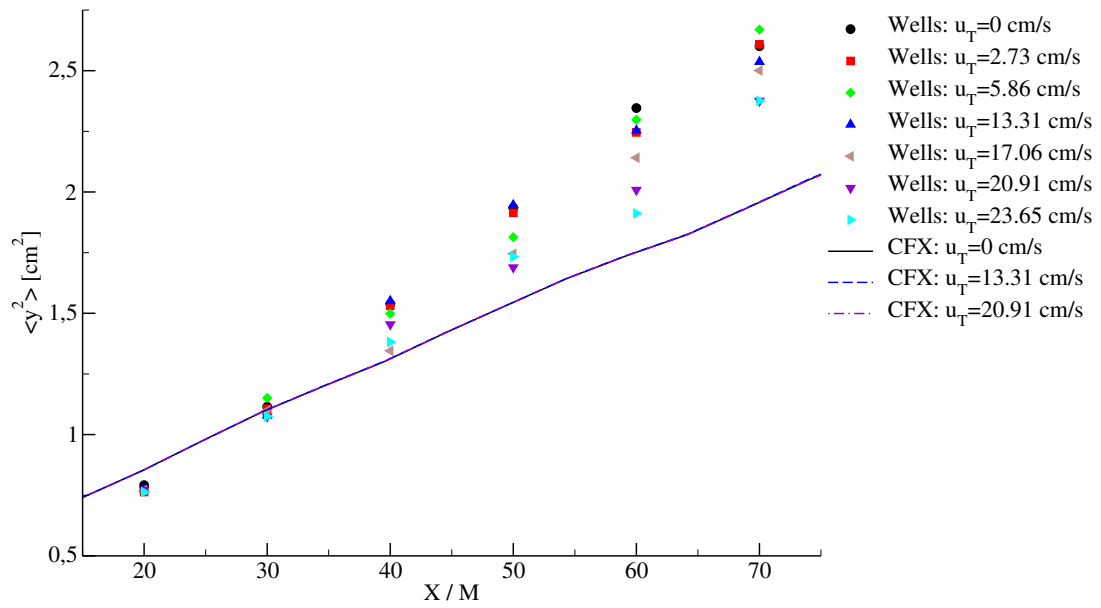


Abbildung 6.2: Vergleich der Dispersionen der $5\,\mu\text{m}$ Partikel aus CFX mit den Messergebnissen von Wells und Stock über der Strömungsrichtung.

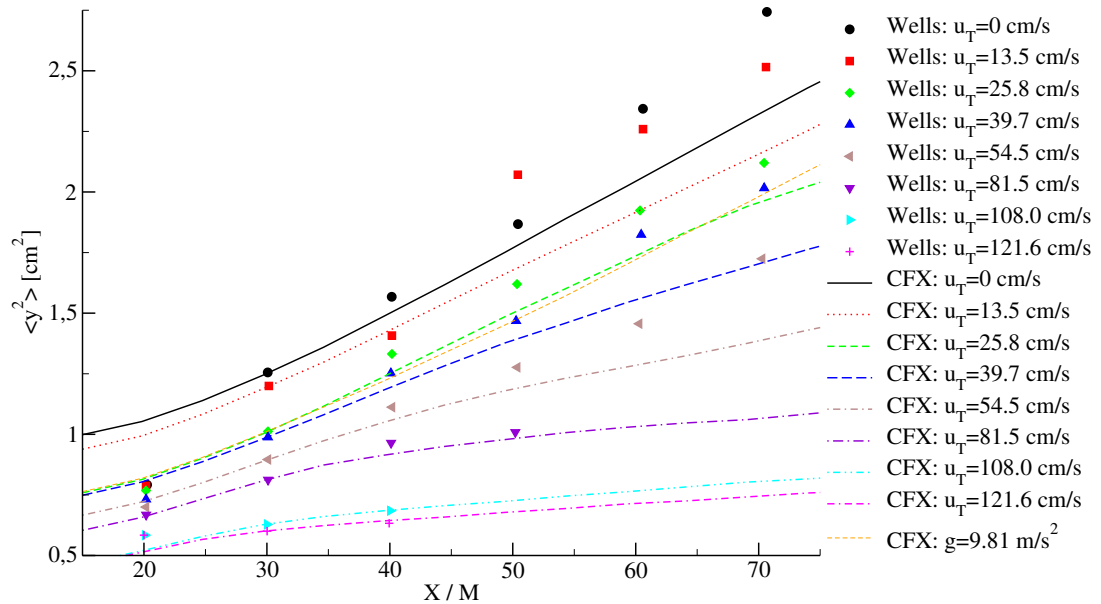


Abbildung 6.3: Vergleich der Dispersionen der $57\,\mu\text{m}$ Partikel aus CFX mit den Messergebnissen von Wells und Stock über der Strömungsrichtung.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Partikeldispersionsmodell aus CFX 10.0 mit experimentellen Messdaten verglichen. Die Simulationen wurden anschließend mit Simulationen anderer Modelle aus der Literatur verglichen. Für das Experiment von Snyder und Lumley zeigte das in CFX implementierte Modell hinreichend gute Übereinstimmungen mit den Messergebnissen für die Partikeldispersionen und die Partikelgeschwindigkeitsfluktuationen. Der Einfluss des CTE auf die modellierte Partikeldispersion wurde anhand des Experiments von Wells und Stock untersucht. Quantitativ zeigte das Modell für das Experiment von Wells und Stock eine mäßige Übereinstimmung, Qualitativ zeigte sich jedoch eine adäquate Beeinflussung des CTE auf die Ergebnisse der Partikeldispersion.

Durch die Vergleiche mit anderen Modellen aus der Literatur wird deutlich, dass durchaus leistungsfähigere Modelle verfügbar sind. So liefert das Modell von Milojević bessere Ergebnisse für das Experiment von Snyder und Lumley, aber vor allem auch quantitativ gute Ergebnisse für das Experiment von Wells und Stock. Aufgrund der zugrundegelegten konstanten Geschwindigkeitsfluktuationen des Modells von Milojević, weist dieses jedoch Oszillationen in den Dispersionskurven, nicht vom CTE beeinflusster Partikel auf.

Mit dem Modell von Blümcke wurden, von den in dieser Studienarbeit diskutierten Modellen, die besten Ergebnisse für das Experiment von Snyder und Lumley erzielt. Durch seine Erweiterungen, wie z.B. dass mehrere Partikel von einem Wirbelballen beeinflusst werden können, oder seine Möglichkeit anisotrope Turbulenz zu berücksichtigen, ist es weitaus Leistungsfähiger für die Simulation von Brennkammerströmungen. Weiterhin zeichnet es sich durch ein verbessertes Konvergenzverhalten aus, so dass mit weniger Partikeln (knapp der Hälfte) statistisch gesicherte Ergebnisse erzielt werden. Wichtig ist auch anzumerken, dass Blümcke sein Modell mit Hilfe von experimentellen Ergebnissen einer Drallströmung verifizierte.

Aufgrund der genaueren Ergebnisse des Modells von Blümcke, bei geringeren Rechenaufwand, wird daher empfohlen, bei der Simulation von Brennkammern, dieses für diese Bedingungen speziell entwickelte Modell zu verwenden.

A Partikelauswertungsprogramm

Die Partikeltrajektorien wurden aus CFX-Post exportiert, und mit einem eigens geschriebenen Auswertungsprogramm ausgewertet. Die Implementierung erfolgte mit Fortran 90/95.

Die exportierten Trajektorien liegen als ASCII-Tabelle vor, in der Partikelzeit, Geschwindigkeit und Position für jedes Partikel zeilenweise aufgetragen sind. Dabei sind die Zeitschritte für die Partikelzeit für die einzelnen Partikel unterschiedlich, was natürlich die Auswertung erschwert. Weiterhin sind für die einzelnen Partikel unterschiedlich viele Zeitschritte vorhanden, was für die Speicherallozierung wichtig ist.

Die Speicherung der Partikeldaten erfolgt mit einem strukturierten Datentyp, der jeweils ein Feld für die Partikelzeit, die drei Geschwindigkeits- und die Positionskomponenten enthält, sowie die Anzahl der vorhandenen Zeitschritte. Dieser Datentyp wird später mit der Anzahl der Partikel alloziert.

Das Programm verwendet die folgende Vorgehensweise für das Einlesen der Datei:

1. Die Datei wird zeilenweise durchgegangen, und die Anzahl der Partikeltrajektorien wird bestimmt. Als Indikator für die nächste Trajektorie wird ein negativer Sprung in der Partikelzeit verwendet.
2. Das Feld für die Partikeldaten wird alloziert.
3. Die Datei wird zeilenweise durchgegangen, und die Anzahl der Zeitschritte jeder Trajektorie wird bestimmt.
4. Die Felder des strukturierten Datentyps werden für jedes Partikel entsprechend alloziert.
5. Die Trajektorien werden in den nun komplett allozierten Speicher gelesen.

Mit Hilfe von *linearer Interpolation* werden Position und Geschwindigkeit der einzelnen Partikel entweder für eine bestimmte Ausgabezeit (Snyder und Lumley) oder

für eine bestimmte Ausgabeposition in x -Richtung (Wells und Stock) berechnet. Hierbei wird zugrunde gelegt, dass die Partikelbahnen mit dem „Forward Euler“ Verfahren integriert werden, und sich somit zwischen den einzelnen Positionen „geradlinig“ bewegen. Unklar ist allerdings, ob die exportierten Zeitschritte die Zeitschritte aus der Zeitintegration der Partikelbahnen sind.

Der *Mittelwert* und die *Varianz* werden nach folgenden Gleichungen ausgerechnet:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\phi_i) \quad (\text{A.1})$$

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\phi_i - \bar{\phi})^2 \quad (\text{A.2})$$

Für die Bildung des Mittelwertes werden bei der Summation im Feld benachbarte Wertepärchen (gleicher Größenordnung) zusammenaddiert, statt die einzelnen Werte (kleinerer Größenordnung) zu einer Summe (größerer Größenordnung) zu addieren. Somit werden Rundungsfehler minimiert. Die Rechenzeit wird dadurch nicht beeinflusst.

Abschließend werden die ermittelten Daten tabellarisch in einer ASCII-Datei abgelegt, so dass sie bequem mit anderen Programmen, wie z.B. Grace, gelesen werden können.

B Einfluss von $C_{\epsilon 2}$ auf die Partikeldispersion

Sowohl für das Experiment von Snyder und Lumley, als auch für das Experiment von Wells und Stock wurde die Modellkonstante $C_{\epsilon 2}$ des k- ϵ Modells angepasst. Die Wichtigkeit dieser Anpassung ist nicht unbedingt auf den ersten Blick ersichtlich. Um den Einfluss der Modellkonstante zu zeigen ist in Abbildung B.1 die Partikeldispersion, für den Versuch von Snyder und Lumley, mit dem Standardwert $C_{\epsilon 2} = 1.92$ und mit dem angepassten Wert $C_{\epsilon 2} = 2.07$ abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen,

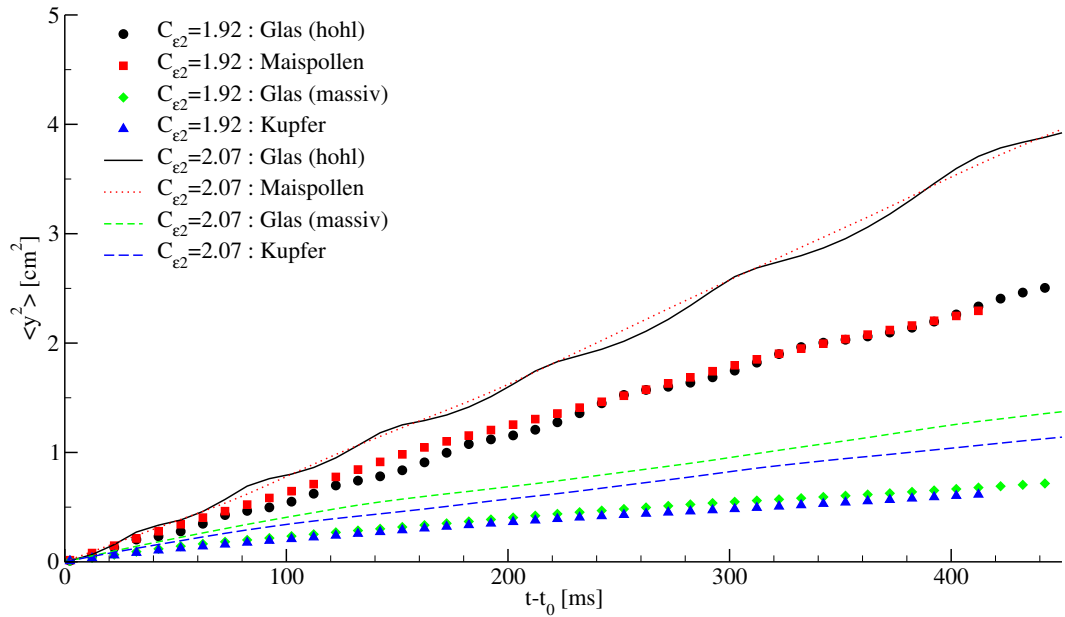


Abbildung B.1: Vergleich der Partikeldispersionen aus CFX mit verschiedenen Modellkonstanten $C_{\epsilon 2}$ über der Zeit für das Experiment von Snyder und Lumley.

dass die Dispersionen mit dem Standardwert von $C_{\epsilon 2}$ deutlich geringer ausfallen. Dies liegt daran, dass die turbulente kinetische Energie in diesem Fall schneller abklingt. Die turbulente Partikeldispersion ist sehr stark von dem Ergebnis des verwendeten Turbulenzmodells abhängig.

C Partikeldispersion in longitudinaler und lateraler Richtung

Die Richtung, in der die Partikeldispersion gemessen wird, spielt eine sehr wichtige Rolle. Aufgrund der Nichtlinearität des Partikelwiderstands sind die Partikeldispersionen in Richtung der Gravitationsbeschleunigung und senkrecht dazu unterschiedlich. Das Partikel erhält durch die Gravitation eine Grundgeschwindigkeit, der die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen überlagert sind. Falls sich das Partikel bei seiner Grundgeschwindigkeit nicht im Stokes-Regime bewegt, so reagiert es unterschiedlich auf die überlagerten Geschwindigkeitsfluktuationen. Als Kennzahl für dieses Verhalten dient die Partikelreynoldszahl Re_p .

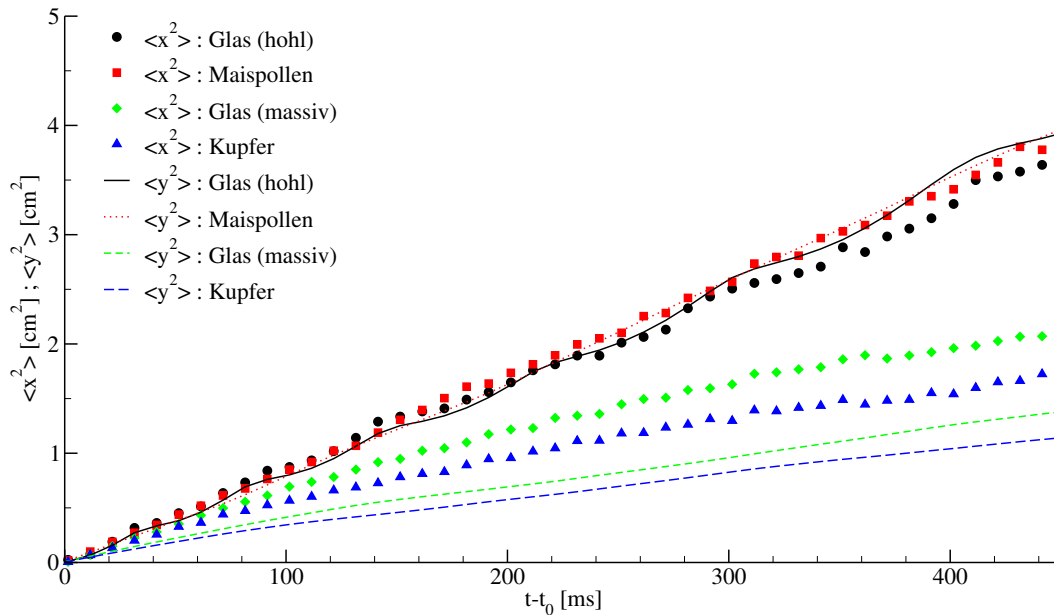


Abbildung C.1: Vergleich der Partikeldispersionen aus CFX in longitudinaler und lateraler Richtung über der Zeit für das Experiment von Snyder und Lumley.

In Abbildung C.1 sind die Partikeldispersionen aus CFX für das Experiment von Snyder und Lumley in longitudinaler x als auch lateraler Richtung y dargestellt. Die entsprechenden Partikelreynoldszahlen können aus Tabelle 5.1 entnommen werden. Es zeigt sich, dass sich die Dispersionen der hohlen Glaskugeln, sowie der Maispol-

len in beide Richtungen gleichen. Für die massiven Glaskugeln, und die Kupferkugeln sind die Dispersionen in longitudinaler Richtung deutlich größer als in lateraler Richtung. Obwohl die Maispollen eine Partikelreynoldszahl von $Re_p = 1.1$ besitzen folgen sie immer noch einem linearen Widerstandsgesetz. Dies ist mit Batchelor [3] konsistent, der in Abschnitt 4.9 seines Textbuches schreibt, dass das Stokes'sche Widerstandsgesetz für die meisten Zwecke bis $Re = 1$ akzeptabel genau ist.

D Simulation der Modellbrennkammer E3E

Um das Verhalten von Partikeln in einer Drallströmung qualitativ zu untersuchen wurde im Rahmen dieser Studienarbeit versucht eine Simulation der Modellbrennkammer E3E durchzuführen. Es ist allerdings nicht geglückt Konvergenz der Rechnung zu erzielen.

D.1 Die Modellbrennkammer

Die Modellbrennkammer ist eine ebene skalierte Brennkammer dessen Original die Ringbrennkammer des Engine3E Projektes der Firma *MTU AeroEngines* ist. Die Skalierung wurde durchgeführt, damit sie in eine bestehende Messeinrichtung des *Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V.* passt. Es wurden zwei experimentelle Untersuchungen der Brennkammer durchgeführt. Sie wurde sowohl unter Umgebungsdruck und -temperatur ohne Verbrennung vermessen, als auch unter Druck und mit Verbrennung.

Die Messdaten der Strömung ohne Verbrennung wurden in [8] veröffentlicht. Sowohl die zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsverteilung, gemessen mit 2-D Laser Doppler Anemometrie, als auch die zeitlich gemittelte Konzentration der Sekundärluft in der Brennkammer, gemessen mit der „Quantitative Light Scattering“ Technik, sind bekannt. Die Brennkammerströmung wurde parallel dazu auch numerisch untersucht [11]. Die Autoren ziehen aus ihren Untersuchungen den Schluss, dass die numerischen Simulationen zufriedenstellende Übereinstimmungen zeigen, obwohl einige Vereinfachungen der Randbedingungen durchgeführt wurden, und das einfache $k-\epsilon$ Modell verwendet wurde. Es wurde jedoch festgestellt, dass die berechneten Turbulenzgrößen, und die Konzentrationsfluktuationen der Simulationen zu niedrige Werte aufwiesen. Es wurde weiterhin darauf verwiesen, dass der Vergleich unter Annahme einer stationären Strömung limitiert sei.

Zum Experiment der heißen Strömung unter Druck und mit Verbrennung sind dem Autor keine Messdaten des Geschwindigkeitsfeldes bekannt.

D.2 Numerische Konfiguration

Für die durchgeführten numerischen Simulationen wurde ein bereits bestehendes Rechengitter verwendet. Dieses wurde auf die heiße Strömung optimiert, und beinhaltet die Brennkammer mit Plenum und Drallerzeuger. Es wurde eine Temperatur von 700 K vorgegeben, bei isothermer innerer Rechnung. Als Betriebspunkt wurden 6 Bar und ein Brennstoff–Luft Verhältnis von 1:90 verwendet. Alle Randbedingungen wurden aus [13] übernommen. Da dem Autor keine Konstruktionszeichnung der Brennkammer vorlag, wurde das Rechengitter aus CFX in einem von ICEM-CFD lesbaren Format exportiert, und mit Hilfe der Abstandsfunktion vermessen.

Die Effusionsbohrungen wurden mit Hilfe von Quelltermen in unmittelbarer Nähe der Wand modelliert. Da die Abstände der Effusionsbohrungen kein ganzzahliges Vielfaches der Breite einer Sektion sind, und auch keine Details über die Effusionsbohrungen im Bereich der Löcher zur Zuführung der Sekundärluft bekannt sind, wurden die Quellterme wie folgt festgelegt:

- Pro Wand wurden 21 äquidistante Reihen mit jeweils 9 äquidistanten Quelltermen verwendet.
- Benachbarte Quelltermreihen wurden nicht mittig versetzt.
- Die Rundung des „Wandknicks“ wurde vernachlässigt, und die Quellterme verlaufen in einem stumpfen Winkel.
- Es wurde keine Rücksicht darauf genommen ob ein Quellterm vor einem Loch für die Sekundärluft liegt oder nicht, da der Massenstrom eines Quelltermes im Vergleich zum Sekundärluftmassenstrom vernachlässigbar ist.

Der Flächenanteil Φ der Gesamtquerschnittsfläche der Effusionsbohrungen wurde über die Gleichung

$$\Phi = \frac{\frac{1}{4}\pi d_{\text{Eff.}}}{a_{\text{Eff.}} b_{\text{Eff.}}} \quad (\text{D.1})$$

berechnet, wobei $d_{\text{Eff.}}$ der Durchmesser einer Effusionsbohrung ist, und $a_{\text{Eff.}}$ der Abstand der Effusionsbohrungen in einer Reihe und $b_{\text{Eff.}}$ der Abstand zweier Reihen ist. Somit ergibt sich der effektive Gesamtquerschnitt der Effusionsbohrungen zu

$$A_{\text{Eff.}} = A_{\text{Wand}} \Phi. \quad (\text{D.2})$$

Die Querschnitte der Sekundärluftbohrungen wurden bei der Berechnung der Wandfläche A_{Wand} berücksichtigt. Die für einen Quellterm zugrunde gelegte Wandnormal-

geschwindigkeit kann dann mit

$$u_{\perp} = \cos(\alpha) \frac{\dot{m}}{\rho A_{\text{Eff}}} \quad (\text{D.3})$$

berechnet werden, wobei α der Bohrungswinkel zur Wandnormalen ist und \dot{m} der Gesamtmassenstrom durch alle Bohrungen einer Wand ist. Die Geschwindigkeit parallel zur Wand ist analog

$$u_{\parallel} = \sin(\alpha) \frac{\dot{m}}{\rho A_{\text{Eff}}}. \quad (\text{D.4})$$

Für die Quellterme ist der Wert der turbulenten kinetischen Energie

$$k = \frac{3}{2} \left(\frac{I \dot{m}}{\rho A_{\text{Eff}}} \right)^2. \quad (\text{D.5})$$

Wobei I die turbulente Intensität ist. Die turbulente Dissipation ϵ der Quellterme ist

$$\epsilon = \frac{\eta^3}{\rho^3 \eta_k^4}. \quad (\text{D.6})$$

Es wurden 50000 Partikel simuliert mit einer Durchmesservertelung nach Rosin-Ramler. Eine Verdunstung der Partikel wurde nicht simuliert, was für die Auswertung der Simulationen eine wichtige Rolle spielt.

D.3 Aufgetretene Schwierigkeiten bei der Simulation

Es wurde bei den Simulationen keine Konvergenz erzielt. Eine Simulation mit Partikeln bei „two-way coupling“ lief sogar mit den Standardeinstellungen von CFX instabil. Die Residuenwerte tendierten bei der Simulation gegen einen bestimmten Wert und oszillierten. Dies gibt Anlass zur Vermutung, dass die Strömung der Brennkammer nicht stationär ist. Es wurde Versucht mit der Einstellung des Advektionstermes auf erste Ordnung sowie einem lokal angepassten Zeitschritt die Numerik robuster einzustellen. Dadurch konnte zwar ein Absturz der Partikelsimulation mit „two-way coupling“ abgewendet werden, allerdings wurde immer noch keine Konvergenz nach dem Kriterium der Residuen erreicht.

Der Versuch das Gitter während der Rechnung zu verfeinern ist gescheitert, da sich die Rechenzeit durch die Verfeinerung immens erhöht hat. Ein anderer Versuch eine transiente Rechnung über eine Schwingungsperiode durchzuführen ist aufgrund des notwendigen Zeitschritts, der in der Größenordnung von 10^{-7} s liegt, auch gescheitert. Die Periode der Oszillationen der stationären Rechnungen, ermittelt über den Pseudozeitschritt, liegt bei etwa 0.01 s. Allein dadurch wären 10^5 Zeitschritte

notwendig um eine Periode lang transient zu rechnen. Weiterhin ist nicht sicher, ob die Aufenthaltszeit der Partikel nicht noch länger als eine Periode ist, da Partikel ohne Modellierung von Verdunstung in einer der Rezirkulationszonen gefangen werden können.

Da keine reproduzierbare Simulation in dem zur Verfügung gestandenen Zeitrahmen möglich war, wird hier nur auf die Unterschiede zwischen der Simulation der Partikel mit turbulenter Partikeldispersion und ohne turbulente Partikeldispersion eingegangen. Das maximale Residuum der präsentierten Strömung war in der Größenordnung von 10^{-3} . Die Interaktion der Phasen wurde auf „one-way coupling“ beschränkt.

D.4 Qualitative Ergebnisse

In der Brennkammer liegt eine komplexe dreidimensionale Strömung vor. In Abbildung D.1 sind die Geschwindigkeitsvektoren der radialen Schnittebene dargestellt. Die Geschwindigkeiten senkrecht zur Schnittebene sind farblich markiert. Es sind mehrere Rezirkulationszonen zu sehen. Die innere Rezirkulationszone, die bis hin zum Drallerzeuger reicht ist am stärksten ausgeprägt. Oberhalb und unterhalb des Zerstäuberstrahls sind äußere Rezirkulationszonen zu erkennen, welche schwächer ausgeprägt sind. Aufgrund der Effusionsbohrungen, modelliert mit Quelltermen, sind diese quasi zweigeteilt. Im Bereich der Sekundärluftbohrungen wird die Primärluft stark mit der Sekundärluft durchmischt. Dies macht sich durch die kleinen Rezirkulationszonen kurz vor den austretenden Strahlen bemerkbar. Es ist zu erwarten, dass diese Rezirkulationszonen bei Rechnungen mit Verbrennung weitaus schwächer ausfallen, da sich der Volumenstrom der Primärluft durch die Verbrennung deutlich vergrößert wird.

Der Zerstäuberstrahl erfährt durch die Drallerzeuger mit gleichem Drehsinn einen starken Drall. Dadurch wirken entsprechend hohe Zentrifugalkräfte auf die Partikel. Diese sorgen dafür dass sich trägere Partikel an die Außenseite des Zerstäuberstrahls bewegen, und weniger träge Partikel an der Innenseite bleiben. In Abbildung D.2 sind die durchschnittlichen Volumenanteile der Brennstoffpartikel, einmal mit und einmal ohne turbulente Partikeldispersion, gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Brennstoffvolumenanteil für die Simulation mit Partikeldispersion glattere Übergänge aufweist. Dies ist ein Hinweis auf eine bessere Durchmischung. Für die Simulation mit Partikeldispersion ist die höhere Brennstoffkonzentration in der äußeren Rezirkulationszone trugschlüssig, denn die Partikel die diese höhere Konzentration verursachen wären in Realität schon längst verdunstet.

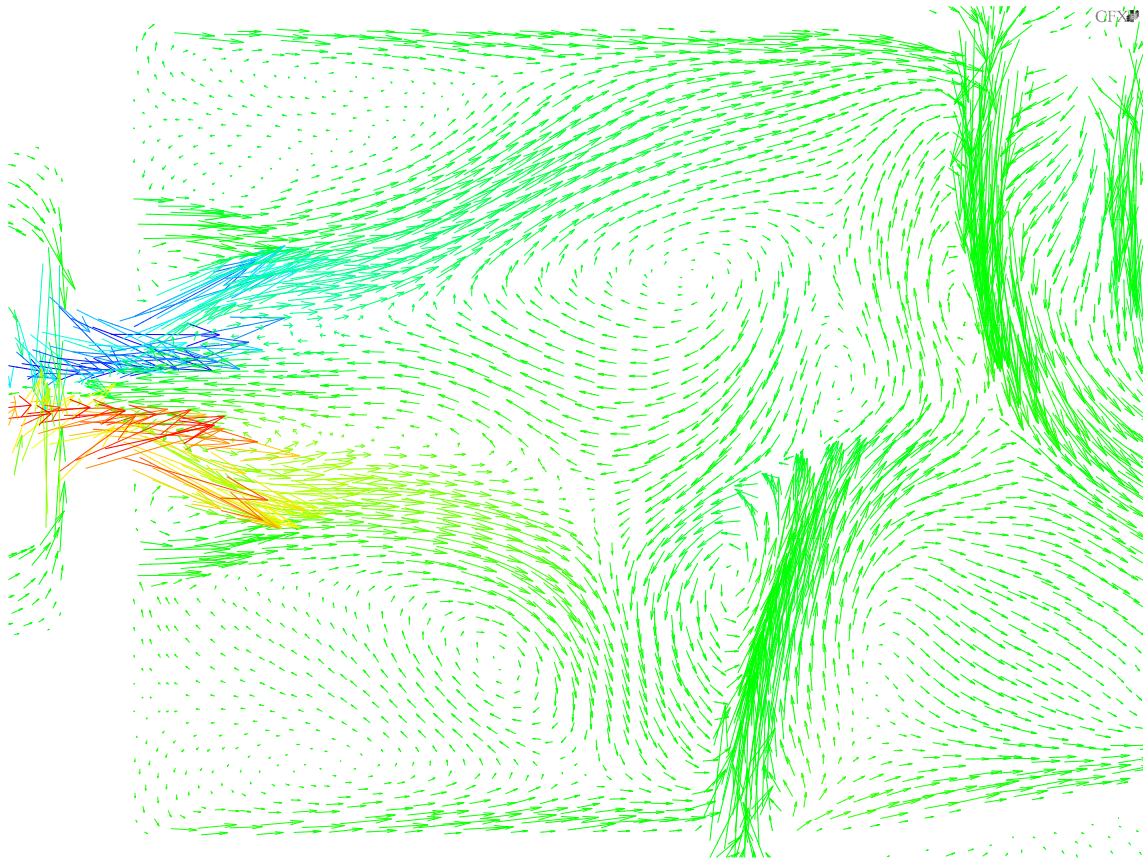


Abbildung D.1: Geschwindigkeitsvektoren in der radialen Schnittebene der Modellbrennkammer E3E. Geschwindigkeiten senkrecht zur Schnittebene sind farblich dargestellt.

Die Partikeltrajektorien für die Simulationen mit und ohne Partikeldispersion sind in Abbildung D.3 dargestellt. Die Flugzeit der einzelnen Partikel ist farblich markiert. Hierbei wurden die Trajektorien auf eine bestimmte Flugzeit begrenzt. Dies dient einerseits zur Übersichtlichkeit, andererseits würden die Partikel in Realität sowieso verdunsten und verbrennen. Es ist zu erkennen, dass die Partikel bei der Simulation mit Partikeldispersion gestreut werden, und ihre Flugbahn verlängert wird. Diese längere Flugbahn, und die Tatsache dass sich die Partikel durch die Dispersion besser verteilen, fördert eine rasche Verdunstung.



Abbildung D.2: Zeitlich gemittelter Volumenanteil der Partikelphase für die Simulationen mit Partikeldispersion (oberer Teil) und ohne Partikeldispersion (unterer Teil).

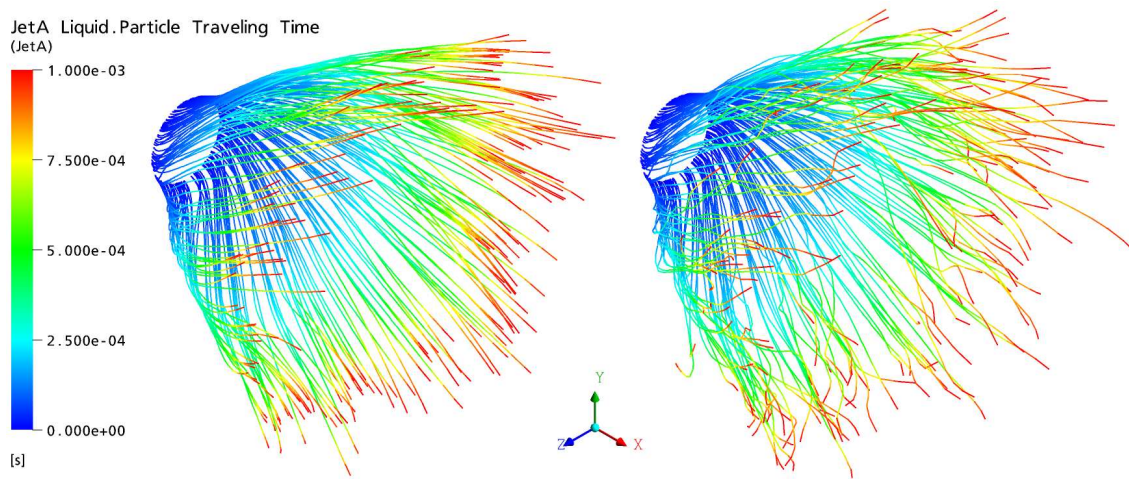


Abbildung D.3: Partikeltrajektorien für $t < 1$ ms für die Simulationen ohne Partikeldispersion (links) und mit Partikeldispersion (rechts). Die Zeit ist farblich dargestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] ANSYS. 2005. *CFX-Solver: Theory*. Release 10.0. ANSYS, Inc. 275 Technology Drive. Canonsburg, PA 15317. U.S.A.
- [2] Baehr, H.D. 1992. *Thermodynamik*. 8. Auflage. Springer Verlag. ISBN 3-540-54672-3.
- [3] Batchelor, G.K. 2000. *An Introduction to Fluid Mechanics*. 1. Auflage (Nachdruck). Cambridge University Press. ISBN 0-521-66396-2.
- [4] Blümcke, E.W. 1992. *Turbulente Partikeldispersion in Eingeschlossenen Drallströmungen*. Dissertation. Ruhr-Universität Bochum.
- [5] Crowe, C.T., Troutt, T.R., Chung, J.N. 1996. *Numerical Models for Two-Phase Turbulent Flows*. Ann. Rev. Fluid. Mech. 28:11-42.
- [6] Dyke van, M. 1982. *An Album of Fluid Motion*. The Parabolic Press. ISBN 0-915760-03-7.
- [7] Gosman, A.D., Ioannides, E. 1983. *Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors*. J. Energy. 7(6):482-490.
- [8] Hassa, C., Voigt, P., Lehmann, B., Schodl, R., Carl, M. 2002. *Flow Field Mixing Characteristics of an Aero-Engine Combustor—Part I: Experimental Results*. AIAA 2002-3709. 38th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Indianapolis, Indiana.
- [9] Klose, G., Rembold, B., Koch, R., Wittig, S. 2001. *Comparison of State-of-the-Art Droplet Turbulence Interaction Models for Jet Engine Combustor Conditions*. Int. J. Heat and Fluid Flow. 22:343-349
- [10] Milojević, D. 1990. *Lagrangian Stochastic-Deterministic Predictions of Particle Dispersion in Turbulence*. Part. Part. Syst. Charact. 7:181-190.

- [11] Noll, B., Kessler, R., Theisen, P., Schütz, H., Aigner, M. 2002. *Flow Field Mixing Characteristics of an Aero-Engine Combustor—Part II: Numerical Simulations*. AIAA 2002-3708. 38th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Indianapolis, Indiana.
- [12] Pope, S.B. 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press. ISBN 0-521-59886-9.
- [13] Rachner, M. 2006. *-ohne Titel-*. Interne Dokumentationsdatei des DLR. bezogen von Dr. Patrick Le Clercq.
- [14] Shirolkar, J.S., Coimbra, C.F., Mc Quay, M.Q. 1996. *Fundamental Aspects of Modelling Turbulent Particle Dispersion in Dilute Flows*. Prog. Energy. Combust. Sci. 22:362-399.
- [15] Snyder, W.H., Lumley, J.L. 1971. *Some Measurements of Particle Velocity Autocorrelation Functions in a Turbulent Flow*. J. Fluid Mech. 48:41-71.
- [16] Wells, M.R., Stock, D.E. 1983. *The Effects of Crossing Trajectories on the Dispersion of Particles in a Turbulent Flow*. J. Fluid Mech. 136:31-62.